

А. А. ВОРОБЬЕВ

**НАКОПЛЕНИЕ НАРУШЕНИЙ,  
ПОВРЕЖДЕНИЯ СТРУКТУРЫ,  
РАЗРУШЕНИЕ МИНЕРАЛОВ  
И ГОРНЫХ ПОРОД**

(Учебное пособие по физике горных пород  
для студентов вузов)

Томск — 1973

А. А. ВОРОБЬЕВ

НАКОПЛЕНИЕ НАРУШЕНИЙ,  
ПОВРЕЖДЕНИЯ СТРУКТУРЫ,  
РАЗРУШЕНИЕ МИНЕРАЛОВ  
И ГОРНЫХ ПОРОД

437

ИЗДАТЕЛЬСТВО ТОМСКОГО УНИВЕРСИТЕТА  
Томск — 1973



В книге излагаются представления современной физики об образовании нарушений микроструктур, их накоплении, повреждении и разрушении твердого тела. Подобраны необходимые сведения для описания нарушения структуры минералов и пород в условиях залегания на поверхности Земли и недрах при механическом воздействии.

В главе четвертой и. о. проф. Л. М. Седоков совместно с Э. М. Михайловским изложил основы инженерной теории механической прочности и разрушения макроструктур тел при сложном напряженном состоянии. Книга составлялась как учебное пособие для изучения механических свойств твердых тел, их хрупкого и вязкого разрушения при разных скоростях нагружения. Книга будет полезной для студентов и специалистов в области горного дела, геологии и прочности материалов.

Редактор — Л. Е. Попов.



ИЗДАТЕЛЬСТВО ТОМСКОГО УНИВЕРСИТЕТА, 1973 г.

---

## ГЛАВА I

# ЭНЕРГЕТИКА, УСТОЙЧИВОСТЬ И НАРУШЕНИЕ СТРУКТУРЫ

---

### § 1. ВВЕДЕНИЕ

Знание физико-механических характеристик минералов и горных пород, их зависимости от химического состава тела, структуры и условий внешнего воздействия представляет интерес для физики Земли, геофизики, астрофизики, практики добычи полезных ископаемых и проч.

В своей практике человек раньше всего начал применять каменные природные материалы в эпоху, которую принято называть каменным веком. Металл и изделия из металла люди для своих целей стали использовать позднее. Однако последующее развитие общества шло таким образом, что применение металла получило большее распространение, чем неметаллов, поэтому и свойства металлов оказались изучены лучше.

В последние десятилетия неметаллы — камни естественного и искусственного происхождения получают все большее применение. Их свойства стали изучать более интенсивно.

Описание многих изученных свойств металлов в какой-то степени или полностью можно переносить на описание физико-механических свойств минералов и горных пород.

Методически также удобно изучать физико-механические свойства на монокристаллах, затем эти закономерности и описание кинетики процессов переносить на поликристаллические тела, т. е. следовать методике, применявшейся ранее в металловедении.

Для металлов атомная теория механических свойств и разрушения тел разработана более подробно, чем для неметаллов. Многие выводы и результаты научных исследований, полученные для металлов с известными допущениями, переносятся на тела с неметаллическими связями.

Предметом этой книги будет описание главным образом физических, атомных процессов в твердых, неметаллических телах при воздействии преимущественно механических напряжений, а также интерпретация закономерностей изменения физико-механических характеристик при этом.

Под действием механической нагрузки тело деформируется. Принято считать что при малых напряжениях деформация является упругой и после снятия нагрузки исчезает полностью. Когда напряжение достигает значения, называемого пределом упругости  $\sigma_y$  или пределом текучести  $\sigma_m$ , или превышает его то после снятия нагрузки сохраняется остаточная деформация. При напряжении  $\sigma > \sigma_m$  происходит увеличение деформации тела. В области, когда  $\sigma > \sigma_m$ , наблюдается монотонная зависимость напряжение — деформация, возрастание сопротивления деформированию, т. е. упрочнение. Наконец, при достижении некоторой величины напряжений  $\sigma_{пр}$  характеризующего прочность тела, происходит нарушение структуры и его разрушение.

Относительное значение упругой максимальной деформации тел достигает нескольких десятых процента. Исследование свойств твердого тела в области упругой деформации может дать сведения о природе и характере межатомных взаимодействий, обуславливающих поведение материала в области упругой и пластической деформаций. Мерой межатомных связей являются энергия решетки для ионных соединений, энергия атомизации при ковалентной и металлической связях, а также температурный коэффициент линейного расширения, константы упругости, первого порядка в линейной теории и высших порядков — ангармоничности, нелинейной теории упругости [1].

Физика пластичности, прочности и разрушения тел имеет хорошо разработанные теоретические и экспериментальные основы. Быстрое развитие этого раздела физики обусловлено требованиями науки и практики и стало возможным вследствие успехов теоретической физики и экспериментальных методов исследования [4].

Получили развитие два направления исследований проблемы пластичности, прочности и разрушения твердых тел: континуальное (макроскопическое, инженерное), методы которого позволяют производить численные расчеты для различных случаев упругой деформации, пластического течения и разрушения тел, и физическое, микроскопическое описание, рассматривающее атомные процессы в теле, обуславливающие пластичность и кинетику разрушения тела.

Успехи атомной теории пластичности позволяют объяснять физические процессы в теле, обуславливающие возникновение пластичности и течение тел, нарушение их прочности и раз-

рушение, а в некоторых случаях и производить численные расчеты.

В этой книге рассматриваются преимущественно физические аспекты проблемы пластичности и прочности твердых тел, подвергаемых воздействию механических нагрузок, возникающих при импульсном нагружении тел или прохождении светового луча лазера высокой интенсивности, или действия высоких электрических полей.

В этой книге по возможности не повторяются материалы, приведенные в других моих книгах, напечатанных ранее. В книге развиваются некоторые идеи взаимосвязи между физико-механическими свойствами и их обусловленность химическим составом и внешними условиями. Поэтому предлагаемая книга должна рассматриваться как продолжение ранее опубликованных книг по физике неметаллов, цитируемых в тексте.

В физике твердого тела выделяют структурно-чувствительные свойства тел и структурно-нечувствительные.

Структурно-чувствительные свойства изменяются с нарушением состава тела и его структуры. Возможные структурные дефекты тела также определяются его основным химическим составом, структурой, химическим составом примесей или видом обработки, которой подвергается тело [5].

Структурно-нечувствительные свойства тел, теория которых разрабатывается в ТПИ, имеют корреляцию с энергией решетки, энергией атомизации или температурой полимеризации и определяются основным химическим составом и структурой тел.

Практически интересным следствием теории структурно-нечувствительных свойств должны быть поиски материалов, устойчиво сохраняющих свои физические свойства в некоторых пределах внешних воздействий.

Структурно-нечувствительные свойства, например, модуль Юнга, сжимаемость, основные оптические свойства определяются ненарушенной ионной структурой вещества, энергией решетки. Может быть, их уместно объединить в учение об ионных процессах и структурно-нечувствительных свойствах твердых тел и назвать его ионикой твердого тела [6].

Под внешним воздействием в теле развиваются нарушения. Механизм пластической деформации и разрушения кристаллических и некристаллических тел связан с дефектами структуры [4].

Перегруппировка атомов при пластической деформации определяется атомной структурой решетки.

Для всех твердых тел является общим диффузионный механизм пластичности, связанный с перемещением отдельных атомов [4].

Атомный механизм пластической деформации кристаллических тел осуществляется перемещением дефектов структуры, как-то: дислокаций и поверхностных границ — блоков, зерен, двойников и т. д., концентрация и взаимодействие которых определяют многие свойства, включая пластичность и разрушение [4].

Движение дислокаций является элементарным механизмом процесса сдвигообразования и разрушения кристаллов.

Развитие пластической деформации определяется размножением и перемещением дислокаций.

Размножение дислокаций происходит различным путем, например, по механизму Франка — Рида, который заключается в образовании концентрических дислокационных колец отрезком дислокации с закрепленными концами.

Такой механизм наблюдается в решетках с одной ярко выраженной плоскостью скольжения, например, в гексагональных структурах.

В щелочногалогидных кристаллах размножение дислокаций происходит в результате двойного поперечного скольжения [7].

Основной целью работ по проблеме пластичности и прочности является изучение механизма пластической деформации и разрушения твердых тел в различных условиях — температуры, скорости нагружения и др. и разработка на этой основе физической теории прочности и пластичности, определяющей пути и методы изыскания и создания материалов высокой прочности в различных условиях нагружения или наиболее эффективных способов разрушения тел для технологических целей [4].

Прочность тел является структурно-чувствительной его характеристикой и сложно зависит от концентрации дефектов. С уменьшением концентрации дефектов и сечения образца прочность растет, приближаясь к теоретической. Прочность возрастает также и при большой концентрации дефектов. Следовательно, в зависимости прочности от концентрации имеется минимум [8].

Высокая прочность кристаллов достигается путем создания густой сетки устойчивых дислокаций двойников, преципитатов и проч., при которых обеспечивается наиболее эффективное использование межатомных сил связи.

Необходимое нарушение структуры достигается облучением или путем пластической деформации или введения примесей и их перераспределением при термической обработке. Так, например, закрепление подвижных дислокаций значительно упрочняет материалы [4].

Несовершенство реальных кристаллов давно изучались геологами-кристаллографами, минералогами, петрографами.

В настоящее время созданы научные основы описания дефектов решетки и хорошо развитая теория дислокаций, которая должна найти свое применение в геологии и физике горных пород [2].

Исследование атомного механизма пластичности, прочности и разрушения тел в современной физике сводится к исследованию процессов образования дефектов, их взаимодействия, миграции, скопления и закрепления в зависимости от состава, структуры материалов и условий испытания. В исследовании макро- и микроструктуры дефектов в кристаллах и некристаллических материалах достигнуты интересные научные результаты [9].

Хрупкое разрушение твердых тел рассматривают или как внезапный процесс, наступающий при некотором критическом напряжении, измеряющем его прочность, или как непрерывно развивающийся процесс, который начинается при любом малом внешнем напряжении. Материал содержит микроскопические нарушения. Особую опасность представляют трещины, у устья которых концентрируются перенапряжения. Трещины растут при нагружении материала, и долговечность тела определяется скоростью их прорастания. Время развития процессов разрушения до распада тела на отдельные части, измеряемое экспериментально, уменьшается при непрерывном увеличении нагрузки.

Предупреждение образования зародышевой трещины и торможение ее роста являются действенными средствами увеличения прочности материала. Справедливы и обратные заключения, что возможные специальные условия облегченного зарождения трещин и их прорастания понизят прочность тела [4].

Наиболее опасными дефектами в хрупких телах являются зародышевые трещины и другие концентраторы напряжений, а в пластичных телах дислокации [7].

Атомные (дислокационные) теории разрушения тел строятся на схемах образования зародышевых трещин в кристаллических телах вследствие скопления вакансий, образования пор или возникновения внутренних перенапряжений вследствие скопления или слияния дислокаций.

Предполагается, что зародышевая трещина начинается в местах перенапряжений, возникающих под действием внешней нагрузки. По другим гипотезам значение перенапряжения, определяющего начало разрушения, обуславливается внутренними напряжениями, возникающими при перегруппировке дефектов в нагруженном материале, при скоплении дислокаций.

Для техники необходимо иметь закономерности, правильно описывающие процесс разрушения и являющиеся основой инженерных расчетов и прогнозирования.

Для физики и техники интересно установить соответствие между атомными процессами в теле и закономерностями его разрушения [4].

В хрупких телах пластическая деформация затруднена. Разрушение тела начинается в местах перенапряжений либо в толще материала, либо на поверхности. Удаление дефектов, концентрирующих напряжения, сопровождается значительным повышением прочности стекла, металла и проч.

Развитие трещин в объеме таких тел при больших скоростях нагружения может происходить путем разрыва межатомных связей без заметной пластической деформации в вершине трещины [7].

Прочность, близкая к теоретической, достигается в кристаллах с совершенной структурой, например в нитевидных, или в кристаллах, в которых нет условий для перемещения дислокаций.

Получение структур с малой концентрацией дислокаций или с заторможенными дислокациями является перспективным направлением для получения материалов высокой прочности. К высокопрочным относятся материалы с тонкой субмикроскопической неоднородностью строения.

В таких телах пластичность развивается в очень малых субмикроскопических объемах зерен, что существенно препятствует росту трещин разрушения.

Способы осуществления излома тела весьма разнообразны. Ниже рассмотрены только хрупкий и вязкий изломы тела при статическом и динамическом нагружении во время механического нагружения, либо пондеромоторном сжатии при электрическом нагружении [9].

Нашими исследованиями было показано, что некоторые свойства тел с ионной связью, к которым относятся многие горные породы, имеют хорошую корреляцию с энергией решетки, а прочность тел определяется ее значением [1, 2, 3, 5, 10].

Последовательно развивается эта теория и в предлагаемой книге.

Общность описания процессов разрушения тел видна при энергетическом рассмотрении проблемы и стадий протекания процесса. Энергетический подход к проблеме разрушения тел на всех стадиях процесса позволяет обнаружить общие закономерности для различных видов разрушения, различных условий нагружения, материалов различной структуры и химического состава.

Условно можно рассмотреть стадии повреждений структуры и разрушения тела при нагрузке.

Повреждения структуры и особенно разрушение тела сопровождаются, как правило, поглощением энергии, хотя возможно себе представить и такое течение процесса, что повреждения структуры вызывают экзотермическую реакцию, например, детонацию и разрушение тела с выделением энергии [8].

Рост трещины разрушения в диэлектрике может развиваться при условии, если скорость подвода энергии будет равняться или превышать скорость ее поглощения в области разрушения [8].

Поглощение, запасание энергии в теле сопровождается его переходом в неравновесное состояние. Происходит возбуждение атомов, нарушение структуры вследствие активационных процессов, накопление нарушений и разрушение тела [1, 2].

Представление о прочности и устойчивости твердых тел обычно связано с критическим (катастрофическим) понятием процесса разрушения, наступающего при достижении действующим фактором некоторой критической величины.

Представление о катастрофическом характере разрушения основано на наблюдении, что образец, находящийся под воздействием нагрузки, ниже предельной, длительное время не разрушается, а при достижении или превышении нагрузки выше предельной образец сразу разрушается. Таким образом, возникли технические характеристики тела: прочность на разрыв, электрическая прочность, температура плавления, практически необходимые и удовлетворительно описывающие поведение кристалла при нагрузке.

Однако образец не разрывается, как только напряжение достигнет минимальной предельной величины, измеряющей прочность на разрыв; диэлектрик не пробивается при достижении минимальной величины напряжения, при которой происходит пробой; тело не плавится сразу при достижении температуры плавления. Процессы механического, электрического, термического разрушения при соответствующей нагрузке развиваются во времени со скоростью, определяемой свойствами тела и условиями, в которых производится его испытание, поэтому при описании разрушения твердых тел существенно важно знать скорость нагружения и время до разрушения образца  $t_{раз}$  долговечность.

Макроскопическая теория разрушения твердых тел обычно не рассматривает этот процесс во времени, а строится, исходя из представления о предельной величине нагружающей силы, предельного напряжения или деформации.

Каждый из способов описания деформации и разрушения гел имеет свои известные преимущества при описании процессов в макрообъеме.

Разрушение отдельной молекулы наступает тогда, когда внешняя сила достигнет значения, равного силе наименьшей связи в молекуле. Поэтому величиной, определяющей прочность связи отдельной молекулы, является сила, вызывающая ее разрушение.

Рассматривая физические процессы разрушения молекул как процесс разрушения химических связей в них, следует пользоваться уравнением состояния и входящей в него величиной давления, т. е. напряжения.

Таким образом, характеристикой прочности макрообъема, т. е. прочности тела, будет уже не сила, а величина напряжения, т. е. сила, действующая на единицу площади сечения в момент разрушения тела.

Структурно-чувствительные свойства, изменение физико-механических свойств тел при их пластической деформации рассматриваются в связи с запасанием энергии и атомными процессами, определяющими величину запасенной энергии.

Изменение пластических свойств тел является следствием лавинообразного нарастания и накопления концентрации и тока дислокаций.

Лавинообразное нарастание потока дислокаций с повышением напряжения, температуры его зависимость от химического состава вещества имеет аналогию с ударной ионизацией и другими ливневыми или лавинообразными процессами в телах и может быть описано теорией каскадно-ливневых процессов.

Разрушение тела в данной области может произойти различным образом, например, при развитии пластической деформации напряжение у головки трещины понижается, а в другом месте оно повышается до необходимого, вызывающего начало другой трещины. Следовательно, в объеме возникает и развивается либо одна трещина излома, или вследствие возрастания напряжения при возрастании силы, например, во время импульсного нагружения происходит возникновение новых трещин.

Потеря ионами своих мест в узлах решетки, т. е. нарушение структуры может происходить в результате действия различных причин, например, облучения, высокой температуры, механической нагрузки, ударной ионизации электронами, потерей ионами электрона и ослабления по этой причине связи иона со структурой и т. д.

Бурное нарастание числа нарушений — дефектов структуры, например, дислокаций или вакансий приведет к разрушению тела. Поврежденная структура является промежуточным состоянием. Поврежденная, ослабленная структура имеет

повышенный запас энергии и еще существует устойчиво. Коагуляция дефектов решетки приводит к образованию поврежденных тела.

Процессы нарушения структуры и залечивания обратимы и идут одновременно. Они могут находиться в равновесии, и тогда тело будет в устойчивом состоянии. Если процессы залечивания дефектов преобладают, то тело тоже сохраняет устойчивость. Разработка методов глубокого бурения в земной коре, т. е. до глубин меньше 60 км и в верхней мантии требует знания физико-механических свойств глубинного вещества Земли. Минералы, горные породы в условиях залегания испытывают статическое механическое нагружение, ударное нагружение при землетрясениях, действие высоких температур, возможно высоких электрических полей и электрических разрядов радиоактивного излучения.

В этих условиях происходят процессы нарушения структуры вещества и залечивание повреждений. В некоторых условиях происходит быстрое, лавинообразное нарастание нарушений, которое заканчивается разрушением тела, поэтому необходимо знание общих законов нарушения структуры, их накопления, запасание энергии в дефектах, ослабление структуры, прогрессирование нарушений и разрушения тел.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Воробьев. Успехи химии. **36**, вып. 6, 1065 (1967).
2. А. А. Воробьев. Изв. вуз., «Физика» **10**, 39 (1967).
3. Б. Ф. Ормонт. Изв. ЛЭТИ **64**, 10 (1968).
4. В. Л. Инденбом, А. Н. Орлов. ФММ **16**, В1, 5 (1963).
5. А. А. Воробьев. Ионные и электронные свойства щелочногалогенидных кристаллов. Томск, Изд. ТГУ, 1968.
6. А. А. Воробьев. Физические свойства ионных кристаллов. Кн. 1. Томск, Изд. ТГУ, 1960.
7. М. В. Классен-Неклюдова, В. Н. Рожанский. Кристаллография, **7**, в. (4), 499 (1962).
8. А. А. Воробьев, Г. А. Воробьев. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. Изд. высш. шк., М., 1966.
9. Атомный механизм разрушения. Сб. М., Металлургиздат, 1963.
10. А. Ф. Суханов, Б. Н. Кутузов. Разрушение горных пород. М., Изд. «Недра», 1967.

#### § 2. УСТОЙЧИВОСТЬ АТОМНЫХ СТРУКТУР. ПОЛИМОРФИЗМ

Изменение полной энергии кристаллической системы, происходящее при изменении внешнего давления и температуры, характеризует устойчивость рассматриваемой системы [1, 2, 3, 4] атомов, образующих тело. Рассмотрим устойчивость твердого состояния при изменении давления.

На рис. 1 представлена зависимость полной энергии  $E$  решетки от расстояния между атомами или, что то же самое,

от объема  $v$ , приходящегося на один атом. Полная энергия образуется как сумма энергий сил притяжения и сил отталкивания [5]. На больших расстояниях между атомами преобладает притяжение. С уменьшением параметра решетки уменьшается энергия сил притяжения. При малой величине параметра решетки, когда начинают существенно перекрываться электронные оболочки атомов, между ними возникают значительные силы отталкивания. При этом полная энергия системы в расчете на один атом начинает возрастать [6].

По данным физики твердого тела в первой группе редкоземельных металлов от лантана до лютеция имеются три группы электронов, выполняющих различные функции:

I.  $4f^n$  — «магнитные электроны», где  $n$  — число  $3d$   $4d$  или  $4f$  электронов в конфигурациях свободного атома.

II.  $5d^6$  — заполненная оболочка, определяющая энергию отталкивания между атомами в твердом теле.

III.  $5d^2 6s$  — связывающие электроны, определяющие энергию притяжения, например, для европия  $5d 6s$ .

С увеличением  $Z$ -атомного номера элемента атомный объем металлов немного уменьшается вследствие прогрессивно уменьшающихся сил отталкивания  $5p$ -оболочки. Соответственно с этим, в этом интервале изменений  $Z$  растет и достигает максимума энергии сцепления для металлов электронных групп  $3d$ ,  $4d$  и  $4f$ .

На рис. 1 каждая кривая соответствует определенным начальным состояниям атома и структуре решетки. Нормальным принято считать состояние атома, которому соответствует избыточная сверхравновесной энергия и давление, равное нулю [5]. Взаимное расположение кривых соответствует имеющимся данным по цезию.

Кривые рис. 1  $a$ ,  $b$  и  $v$  соответствуют нормальному состоянию атомов. Кривая  $a$  отвечает простой кубической решетке, кривая  $b$  — гранецентрированной кубической — (ГЦК) и  $v$  — объемноцентрированной кубической — (ОЦК).

На рис. 1 представлена зависимость удельного объема и от внешнего, гидростатического давления  $p$ . Кривая рис. 1  $5d$  соответствует возбужденному состоянию атомов цезия.

Наклон касательной в любой точке кривой  $\frac{\partial E}{\partial v} = p$  определяет величину внешнего давления.

Наиболее устойчивыми структурами из рассмотренных являются плотно упакованные структуры типа хлористого натрия (ГЦК) или решетка типа хлористого цезия (ОЦК).

Интересно рассмотреть устойчивость различных структур при изменении их давления и объема. Для этого можно при-

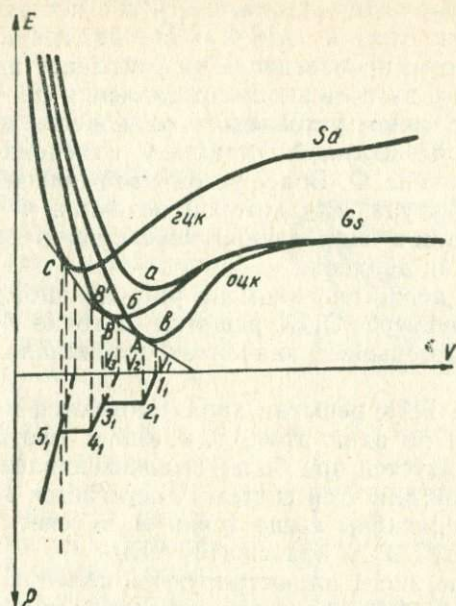


Рис. 1. Энергия, приходящаяся на один атом в кристаллической решетке, в зависимости от удельного объема. Взаимное расположение кривых соответствует имеющимся данным по цезию. Для нормального состояния атома: *a* — простая кубическая решетка; *b* — гранецентрированная; *в* — объемноцентрированная. Кривая с обозначением *5d* соответствует возбужденному состоянию атома цезия. Нижний график представляет качественно зависимость объема от давления (удобнее его рассматривать, повернув на  $90^\circ$ ). В каждой точке верхней кривой наклон касательной к оси абсцисс характеризует давление. В частности, в точке минимума, где касательная горизонтальна, давление равно 0.

Это тот объем  $V_1$ , который тело занимает в равновесии. Участок кривой слева от минимума соответствует всестороннему сжатию тела, участок кривой справа от минимума — всестороннему растяжению. Общая касательная у двух кривых  $E(V)$  означает, что существует переход между двумя структурами и изменение объема от  $V_2$  до  $V_3$  по [5]

менить изобарно-термодинамический потенциал системы (свободная энергия) в виде  $\Phi = E + pV$ , где  $E$  — внутренняя энергия системы; произведение  $pV$  учитывает изменение энергии в объеме  $V$  за счет внешнего давления  $p$ .

Общим условием устойчивого равновесия является минимум свободной энергии  $\Phi$  системы. С изменением давления  $p$  меняется величина  $\Phi$ . Более устойчивой при некоторых  $p$  и  $V$  будет та структура, для которой величина  $\Phi$  будет меньше, что и определяет направление переходов в системе атомов при увеличении давления.

В случае, представленном на рис. 1, наиболее устойчивой является структура ОЦК решетки в точке  $A$ , для которой получено наименьшее значение потенциала  $\Phi$  при данных  $p \cdot V$ .

Структура ГЦК решетки характеризуется меньшим удельным объемом на один атом, т. е. более плотной упаковкой атомов и образуется при более высоких давлениях. Минимум полной энергии для этой системы достигается в точках  $B$  и  $C$ , которые расположены выше точки  $A$  за счет произведенной внешней работы  $p \cdot V$  при сжатии тела.

С помощью рис. 1 иллюстрируются явления полиморфного перехода. Он наблюдается при изменении  $p$  и  $V$ , когда более устойчивым является положение системы, характеризуемое точкой  $B$ , которая называется точкой перехода.

На рис. 1 б, представлено изменение  $E(V)$  для двух структур ГЦК и ОЦК цезия. Внизу дано изменение  $p(V)$ . Исходная структура элемента цезия имеет решетку ОЦК. С увеличением давления на участке  $1_1-2_1$  происходит уменьшение объема. В точке  $A$  и соответственно  $2_1$  происходит переход структуры от ОЦК к возможной ГЦК-структуре ( $B$ ). Переход в новую структуру (переход первого рода) с изменением объема происходит при измененном давлении ( $2_1-3_1$ ). Дальнейшее изменение  $p(V)$  следует уже по закону  $3_1-4_1$ , соответствующему ГЦК-структуре.

В точке  $4_1$  наблюдается еще один переход  $4_1-5_1$ , связанный не с перестройкой решетки, а с переходом электрона проводимости на другой энергетический уровень, что дается кривой  $5d$ . Так как в этом случае имеется общая касательная в точках  $B$  и  $C$ , то оказывается возможным состояние с термодинамическим потенциалом, равным термодинамическому потенциалу ГЦК-структуры.

Фазовый переход в состояние с меньшим объемом является необходимым следствием того, что только в этом случае новая фаза будет иметь меньшую полную энергию, чем фаза с большим объемом. В точке  $B$  рис. 1 потенциальная кривая, присущая второй фазе, имеет меньшую кривизну потенциальной кривой в точке минимума энергии, и, следовательно, она

характеризуется меньшими значениями упругих постоянных и меньшей температурой Дебая [4].

При некоторых давлениях происходит полиморфное превращение, и объем тела изменяется скачком (рис. 2). Фазовые переходы в данном случае представляют собой полиморфное превращение при заданном давлении и температуре, которые становятся энергетически выгодными тогда, когда термодинамический потенциал новой фазы будет меньше, чем термодинамический потенциал некоторого состояния системы. В некоторых случаях такая возможность имеется, но она не осуществляется из-за сложности перестройки атомов в кристаллической решетке из одной структуры в другую. Это может быть, например, когда требуется перемещение атомов от исходных равновесных положений на значительные расстояния в решетке или когда такой переход требует значительной энергии активации. Примером трудного полиморфного перехода является превращение графита в алмаз из-за сложности пространственных перестроек атомов. В этих случаях переходы могли бы быть значительно активированы облучением. Тяжелые бомбардирующие частицы смещали бы атомы углерода со своих мест. Полученная ими значительная кинетическая энергия позволяла бы смещаться в решетке и находить узлы, соответствующие их новому равновесному положению при более высоких температуре и давлениях. Такие условия, т. е. одновременное наличие и длительное воздействие высоких давлений, температуры и облучения, могут встречаться в земных недрах.

Если не учитывать явление полиморфизма и перестройки решетки, то из анализа рис. 1 можно также сделать следующие выводы. При растяжении молекулы при некотором расстоянии между ядрами атомов величина потенциальной энергии достигает максимального значения, что является пределом устойчивости системы. Дальнейшее увеличение расстояния между ядрами сопровождается разрывом связи.

В случае сжатия наблюдается монотонное возрастание энергии взаимодействия, т. е. сжатие тела можно согласно рис. 1 производить сколь угодно сильно. В условиях устойчи-

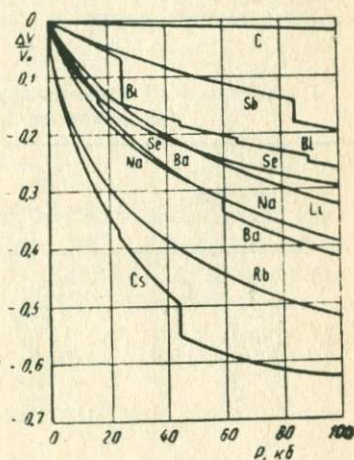


Рис. 2. Изменение объема некоторых элементов под давлением по [12]

ности рассматриваемой системы нет внутренних параметров, которые бы привели к возникновению максимума взаимодействия, после которого взаимодействие между атомами уменьшается, и устойчивость системы нарушается. Известно, что с увеличением давления, при некотором расстоянии между атомами, происходит их перестройка, и возникает решетка другого типа, устойчивого в рассматриваемой области давлений и температур.

Таблица 1

Параметры  $q$  и  $\lambda$  характеристики ударного сжатия ионных кристаллов при давлении  $1 \text{ Мбар}$  (X) и  $4 \text{ Мбара}$  (XX)

Вещество	LiF $V_{0R}=1,996\text{А}^\circ$	NaCl $V_{0R}=2,794\text{А}^\circ$	KCl $V_{0R}=3,251\text{А}^\circ$
$q$	7,6	9,2	10,0
$\lambda, \text{А}^\circ$	0,263	0,304	3,025
$p/p_0^*$	1,57	1,91	0,29
$T^* \text{ эВ}$	0,28	0,78	5,13
$2T^*/\varepsilon_0$	0,049	0,22	4,01
$p/p_0^{**}$	2,12	2,90	1,39

Вещество	KBr $V_{0R}=3,427\text{А}^\circ$	NaJ $V_{0R}=3,198\text{А}^\circ$	CsJ $V_{0R}=3,905\text{А}^\circ$
$q$	10	9,7	10,0
$\lambda, \text{А}^\circ$	0,343	0,330	0,390
$p/p_0^*$	2,16	2,05	2,10
$T^* \text{ эВ}$	1,80	1,46	2,28
$2T^*/\varepsilon_0$	0,55	0,54	0,76
$p/p_0^{**}$	3,31		3,00

В решетке щелочногалоидных кристаллов ионы связаны кулоновскими силами притяжения и короткодействующими силами отталкивания электронных оболочек. При наличии в решетке ионов с большим радиусом, с большой поляризуемостью значительную роль приобретают силы Ван-дер-Ваальса. Отсутствие свободных электронов в решетке не осложняет приведенной выше картины, как это наблюдается у металлов. Некоторые силовые постоянные решетки удобно определяются из результатов определения давлений  $p$  при различной величине степени относительного сжатия.

Для некоторых соединений изотермы спекания при статическом давлении до 100 кбар получены Бриджменом [8].

Динамические адиабаты для прессованных образцов и кристаллов щелочногалогидных соединений LiF, NaCl, KCl, KBr, NaI, CsI изучены до давлений 1 Мбар.

Изучение кристаллов в области высоких давлений и относительных сжатий позволило уточнить постоянные в выражении потенциала сил притяжения и экспоненциального отталкивания [12].

$$- \frac{r}{e^\lambda} = e^{-q r/r_{OR}},$$

где  $q = \frac{r_{OR}}{\lambda}$  — межионное расстояние при  $p = 0$ ,  $T = 0^\circ\text{K}$ .

Показатель  $\lambda$  характеризует степень размазанности электронных оболочек. Значения для  $q$  были найдены сравнением экспериментальных и расчетных адиабат и приведены в табл. 1, где  $p_0$  и  $p$  — плотности материала начальная и конечная.

$T^*$  — температура ударного сжатия в энергетических единицах.

$E_0$  — ширина запрещенной полосы энергий в нормальном состоянии

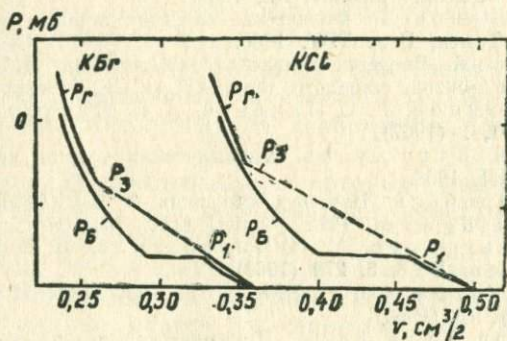


Рис. 3. Зависимость между давлением и относительным сжатием для KCl и KBr по [9]

По данным табл. 1 значение параметра  $\lambda = \frac{r_{OR}}{q}$  для различных состояний оказывается непостоянным. Его значение линейно возрастает с величиной межионного расстояния  $r_{OR}$ .

Сжимаемость кристаллов уменьшается с увеличением энергии решетки. Эта закономерность сохраняется до давле

ний несколько мегабар. Соответственно относительно большее увеличение плотности будет наблюдаться для материалов с меньшей энергией решетки (табл. 1).

Так же различно изменяется и структура ударного сжатия  $T^*$ . Для LiF она наименьшая, с увеличением энергии решетки растет и температура ударного сжатия, т. е. поглощение ударных волн в теле.

В случае CsI при давлении 1 Мбар число электронов, переброшенных в зону проводимости, по порядку величины оказывается сравнимым с числом ионов.

На рис. 3 представлены зависимости между давлением и относительным сжатием для KCl и KBr по [9]. Полиморфный переход, при котором происходит перестройка решетки типа NaCl в более плотно упакованную типа CsCl с координационным числом 8, совершается при динамическом и статическом сжатии при одинаковых давлениях [13]. Как на изотермах при статическом сжатии, так и адиабатах ударного сжатия переход наблюдается при давлениях около 20 кбар.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Воробьев. Механические и тепловые свойства ионных кристаллов. Изд. «Высшая школа», М., 1968.
2. А. А. Воробьев. Физические свойства ионных кристаллических диэлектриков. Томск, Изд. ТГУ, 1960.
3. Г. Б. Бокий. Введение в кристаллохимию. Изд. МГУ, М., 1954.
4. Р. Вейс. Физика твердого тела. АН СССР, Москва, 1968.
5. Р. Г. Архипов, Е. С. Ицкевич, А. И. Лихтер, С. В. Попова. Природа, 1, 1 (1967).
6. М. Борн, Кунь Хуань. Динамическая теория кристаллических решеток. М., ИЛ, 1958.
7. А. А. Воробьев. Изв. вуз. «Физика», 2, 153 (1966).
8. R. W. Bridgman. Proc. Amer. Acad. Artgand Sci., 76, 1, 1945.
9. Л. В. Альтшулер, М. Н. Павловский, Л. В. Кулешова, Г. В. Симаков, ФТТ, 5, 279 (1963).
10. Л. В. Альтшулер, Л. В. Кулешова, М. Н. Павловский, ЖЭТФ, 39, (1), 16 (1960).
11. М. Борн, Хуан Кунь. Динамическая теория кристаллических решеток М., ИЛ. 1958.
12. С. Б. Кормер, М. В. Синицин, А. И. Фунтиков, В. Д. Урлин, А. В. Блинов. ЖЭТФ, 47, (10), 1202. (1964).
13. Л. В. Альтшулер. УФН, 85, в (2), 242 (1965).

### § 3. ЭЛЕКТРОННАЯ СТРУКТУРА ТВЕРДОГО ТЕЛА И ЕГО МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА

При сближении атомов, входящих в состав твердого тела, каждый уровень энергии электронов в поле ядра расщепляется на множество уровней за счет действия полей соседних

атомов. (Число уровней энергии электронов в твердом теле равно числу атомов, образовавших решетку).

Сближение атомов до равновесных расстояний приведет к усилению взаимодействия между ними и слиянию уровней в сплошную энергетическую зону возможных значений энергии для электронов.

Ширина этой зоны в энергетических единицах определяется величиной энергии взаимодействия атомов. Расстояние между отдельными уровнями в зоне приблизительно равняется ширине зоны, деленной на число атомов в кристалле, и будет весьма мало.

Согласно принципу Паули, на каждом уровне может находиться не больше двух электронов с противоположными спинами [1, 2].

В случае одновалентного металла имеется только один свободный электрон, поэтому зона возможных энергий заполняется наполовину. Верхняя половина зоны всегда будет пустая, поэтому все одновалентные элементы образуют твердые тела с металлической электронной проводимостью.

Исключением являются водородные образования (водород, позитроний).

Водород, кристаллизуясь, образует молекулярную решетку. Когда заполненная зона энергий электронов непрерывно переходит в незаполненную, тогда спектр энергий соответствует электронной структуре металла.

В случае, если зоны энергий разделены промежутком запрещенных электронных состояний, то мы имеем дело с электронной структурой для диэлектрика или полупроводника [1, 6].

Механические, химические, некоторые электрические и др. свойства твердого тела определяются валентными электронами атомов, образующих тело.

Изменение числа электронов в валентной зоне при условии, когда это изменение достигает или превышает какую-то величину, должно влиять на свойства тела. При большом изменении концентрации электронов в валентной зоне и нарушении связей, присущих этой структуре, может наступить разрушение тела.

Для свободных электронов зависимость между энергией электронов  $E$  и их импульсом  $p$  определяется условием  $E = p^2/2m$ .

Соответственно для электронов поверхности постоянной энергии (поверхности Ферми) в пространстве импульсов, где по осям будут отложены  $p_x$ ,  $p_y$  и  $p_z$ , являются сферами [5]. Граничная энергия, до которой происходит заполнение электронами полосы энергетических состояний в кристалле, называется энергией Ферми.

В реальном кристалле сфера Ферми за счет анизотропии структуры превращается из сферы в более сложную поверхность, вид которой связан со свойствами металла.

На рис. 1, *а* представлена поверхность Ферми для одноэлектронного металла с простой кубической решеткой и случая свободных или слабо связанных электронов. На рис. 1, *б* представлена поверхность Ферми для случая сильной связи, когда электроны в основном локализованы около своего атома в решетке металла. Такая структура возможна при большом значении периода решетки.

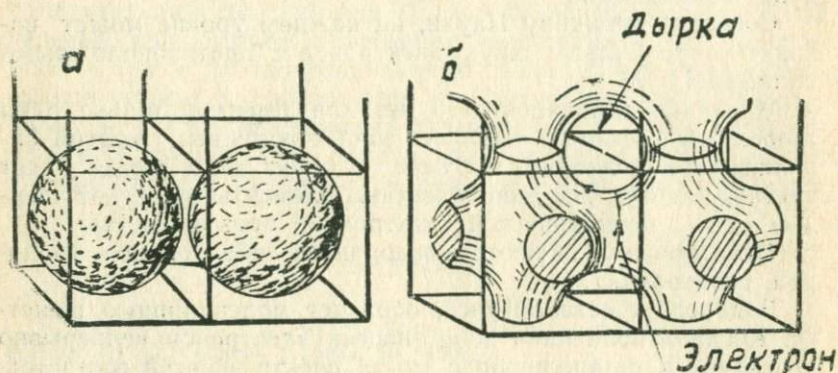


Рис. 1. Поверхность Ферми для электронного металла с простой кубической решеткой: *а* — для случая свободных или слабо связанных электронов, *б* — для случая сильной связи, по [5]

С увеличением давления и плотности материала кинетическая энергия электронов растет быстрее, чем энергия их взаимодействия, и они становятся как бы более свободными.

В таких условиях поверхность Ферми будет изменяться от вида, представленного на рис. 1, *б*, к виду рис. 1, *а*.

С учетом приведенного выше замечания об увеличении кинетической энергии электронов в диэлектрике или полупроводнике с повышением давления можно ожидать, что после достижения некоторого давления будет происходить быстрое повышение кинетической энергии электронов, а также сближение атомов и перекрытие электронных оболочек. При указанных изменениях оказывается возможным переход диэлектриков и полупроводников в металлическое состояние.

На рис. 2 изображена зависимость энергии электронных состояний  $E$  от квазиимпульса  $k$  для диэлектрика или полупроводника с очень малой шириной запрещенной зоны при низком давлении [5].

Кривая  $I^1$  соответствует валентной зоне, целиком заполненной электронами, а кривая  $I$  — зоне проводимости, где все разрешенные энергетические состояния свободны.

Для всех приведенных на рис. 2 значений квазимпульса обе зоны  $I$  и  $I^1$  разделены полосой запрещенных значений энергии. С повышением давления ширина полосы будет уменьшаться. Переход полупроводника или диэлектрика при очень высоких давлениях в металлическое состояние сопровождается расширением зон разрешенных энергий и перекрытием полосы запрещенных энергий.

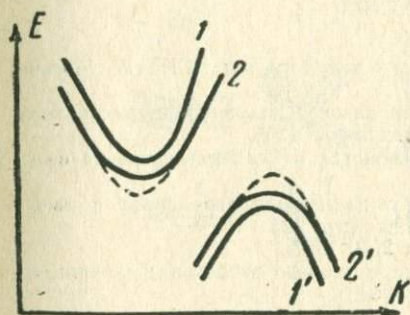


Рис. 2. Зависимость энергии электронных состояний от квазимпульса для диэлектрика или полупроводника, по [5]

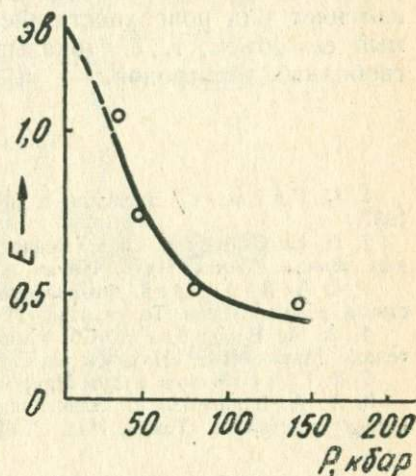


Рис. 3. Уменьшение ширины запрещенных значений энергии с увеличением давления, по [5]

В таком случае часть электронов из нижней основной зоны может перейти в верхнюю зону, оставив в нижней зоне равное число дырок.

В образовавшейся плазме всегда сохраняется взаимное притяжение пар электрон-дырка. Образование таких связанных состояний задерживает перекрытие полосы запрещенных состояний и переход полупроводника в металлическое состояние.

Поэтому уменьшение ширины запрещенных значений энергии с увеличением давления вначале уменьшается быстро, а затем замедляется, как это видно, например, на рис. 3 [5].

Связанные состояния и пары электрон-дырка могут быть разрушены в том случае, когда кинетическая энергия электрона и дырки превысит энергию их взаимного притяжения.

Вблизи  $0^\circ\text{K}$  такое состояние может быть достигнуто при очень больших давлениях и больших деформациях решетки.

Повышение кинетической энергии электронов также можно достичь значительным повышением температуры или облучением [1—4].

Рассмотренные явления в решетке представляют интерес для описания физических свойств вещества в недрах Земли.

Как следует из приведенного выше материала, существенной характеристикой поведения электронов в металле служит поверхность постоянной энергии в пространстве квазиимпульсов — поверхность Ферми. Объем, охватываемый поверхностью Ферми, связан с концентрацией свободных электронов — носителей заряда. Деформация решетки под давлением изменяет вид поверхности Ферми и увеличивает охватываемый ею объем, т. е. показывает повышение концентрации свободных электронов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. ГИТТЛ, Москва, 1957.
2. Н. Н. Сирота. Сб. «Химическая связь в полупроводниках и твердых телах». Минск, Изд. «Наука и техника», 1965.
3. А. А. Воробьев. Физические свойства и условия залегания вещества в недрах Земли. Томск. Изд. ТГУ.
4. А. А. Воробьев. Сб. «Хим. связь в полупроводниках и твердых телах». Минск, Изд. «Наука и техн.», 1965, стр. 224.
5. Р. Г. Архипов и др. Природа 2, 3, 1967.
6. А. А. Воробьев. Электронные и ионные свойства щелочногалогидных кристаллов. Томск, Изд. ТГУ, 1968.

#### § 4. РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ ПЛОТНОСТИ В КРИСТАЛЛАХ

Распределение электронной плотности в изолированном атоме при изменении квантовых чисел получается различным. На рис. 1 представлено распределение электронной плотности в атоме водорода для различных состояний [1].

- |                            |                            |
|----------------------------|----------------------------|
| а) $l = 0, S$ — электроны; | в) $l = 2, d$ — электроны  |
| б) $l = 1, p$ — электроны; | г) $l = 3, f$ — электроны. |

Из рис. 1 следует, что в случае а) для  $S$ -электронов угловое распределение электронной плотности характеризуется сферической симметрией для  $p$ - и  $d$ -состояний, как это дано на рис. 1, б и в. Электронные волновые функции в этом случае локализованы в пространстве вдоль некоторых прямых или по некоторым плоскостям.

Направленность распределения электронной плотности в пространстве в значительной мере сохраняется и при образовании молекул или кристаллов. Эти закономерности изучены для неметаллических кристаллов.

На рис. 2 приведены карты распределения электронной плотности в кристаллах  $\text{NaCl}$  в плоскости (001),  $\text{Ge}$  в пло-

скости (110) и Al в направлении (001) по экспериментальным данным [1].

В элементах со структурой алмаза каждый атом имеет 4 ближайших соседа. Электронные области ближайших соседних атомов несколько перекрываются. Область перекрытия

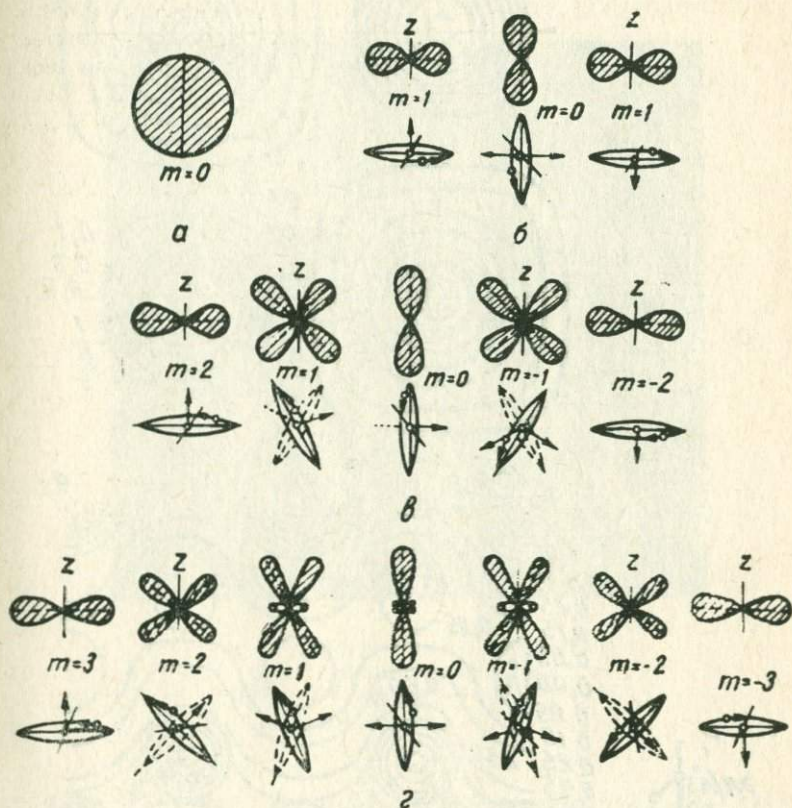


Рис. 1. Условное распределение электронной плотности в атоме водорода для различных состояний: а)  $l=0$ ,  $S$ -электроны, б)  $l=1$ ,  $p$ -электроны, в)  $l=2$ ,  $d$ -электроны, г)  $l=3$ ,  $f$ -электроны

и составляет основную часть мостика связи, обуславливающего ковалентную межатомную связь в решетках типа алмаза, сфалерита и других.

Карты распределения электронной плотности оказываются существенно различными для трех видов химической связи — чисто ионной в NaCl, ковалентной в Ge, характеризующейся наличием ковалентных мостиков (Ge), и металлической связи в Al, для которой является существенным наличие свободных электронов, распределенных с равномерной плотностью по всему объему кристалла.

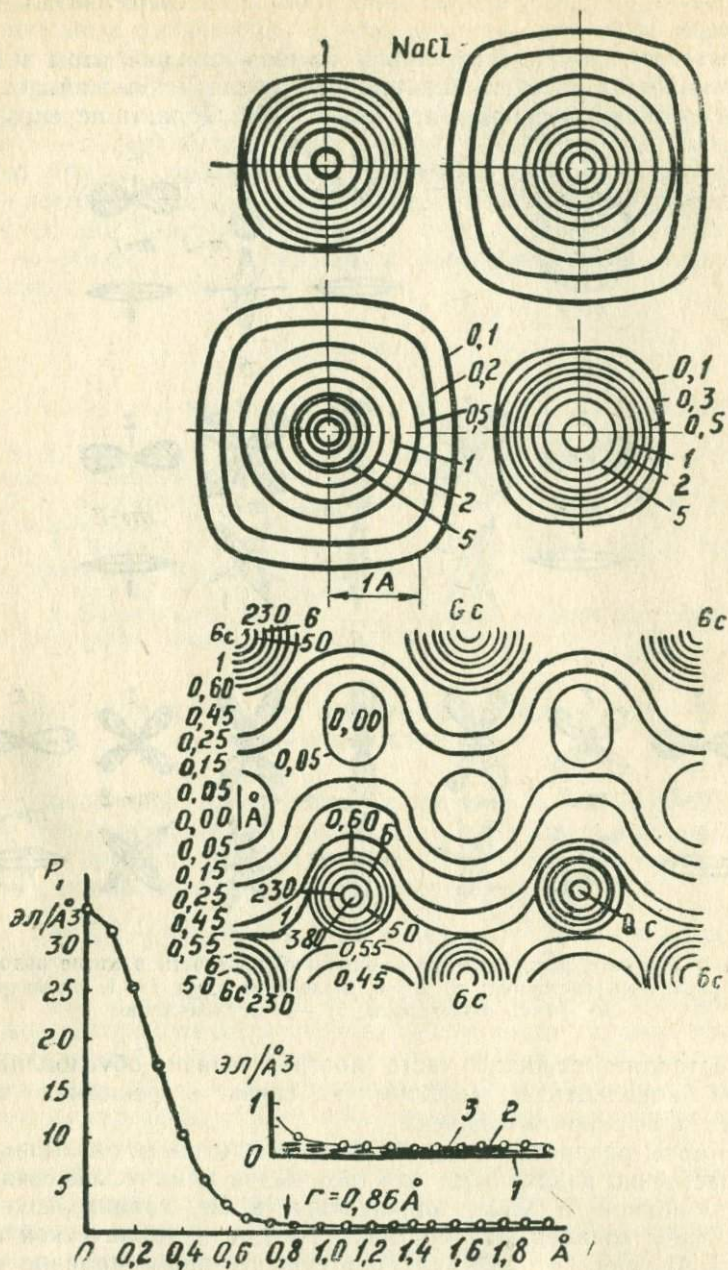


Рис. 2. Распределение электронной плотности в кристаллах: NaCl в плоскости (001), Ge в плоскости (110); Al в направлении (001) по экспериментальным данным

Исследование распределения электронной плотности является важным методом познания природы и характера химической связи в твердых телах. Мостики в распределении электронной плотности или области перекрытия характеризуют ковалентную  $Sp^3$ -связь, осуществляющуюся в алмазе,

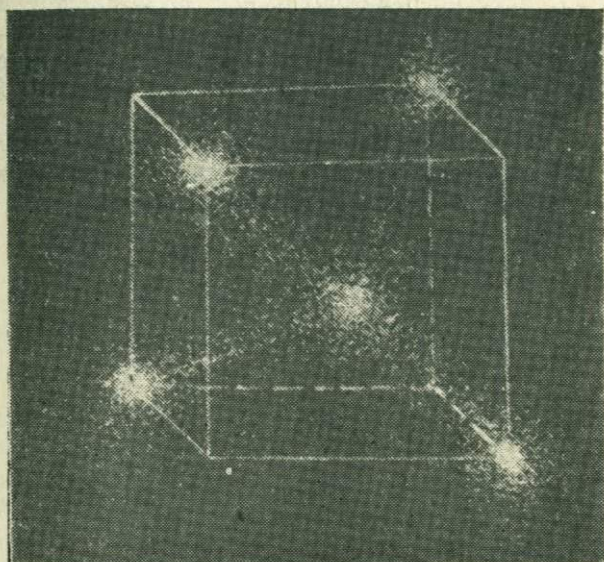


Рис. 3. Схематическое представление  $Sp^3$ -связи, осуществляющейся в полупроводниковых элементах IV группы в соединениях  $A^{III}B^V$ .

кремнии, германии, сером олове, соединениях  $A^{III}B^V$ , схематически представленную на рис. 3. По данным Н. Н. Сироты, форма и размеры мостиков в кристаллах элементов IV группы и в соединениях  $A^{III}B^V$  с увеличением порядкового номера элемента уменьшаются.

По распределению электронной плотности возможно определить тип межатомной связи, заряды ионов, оценить физические свойства кристаллов. Эти данные являются фундаментом современных квантово-механических теорий о химической связи в кристаллах.

По картам электронной плотности и функциям рассеяния рентгеновских лучей электронами атома, которая определяется числом электронов и особенностями их распределения, определяют термодимические величины: энергию межатом-

ной связи, теплоту атомизации и образования соединений из твердых компонентов.

Энергия парного межатомного взаимодействия складывается из энергии взаимодействия ионов друг с другом ( $U_c$ ), ионов с электронами в области перекрытия ( $U_a$ ), кинетической и обменной энергии электронов в области перекрытия ( $U_k$  и  $U_a$ ), энергии взаимодействия электронов с антипараллельными спинами ( $U_w$ ), энергии взаимного отталкивания электронов в области перекрытия ( $U_e$ ). Составляющие энергии  $U_e$  и  $U_w$  сравнительно малы и ими можно пренебречь.

Полагая, что область перекрытия имеет заряд  $q = Q_A + Q_B$ , где  $Q_A$  и  $Q_B$  — заряды ионов вне области перекрытия, приблизительно можно оценить значения равными:

$$U_c = \frac{Q_A Q_B}{\delta} - Q_A \frac{(q - Q_A)}{r_A} - \frac{Q_B (q - Q_B)}{r_B}.$$

$$U_a = -\chi_a \int_V [(\rho_A + \rho_B)^{3/2} - \rho_A^{3/2} - \rho_B^{3/2}] dV,$$

$$U_k = \chi_k \int_V [(\rho_A + \rho_B)^{3/2} - \rho_A^{3/2} - \rho_B^{3/2}] dV.$$

Здесь  $\delta = r_A + r_B$  — ближайшее расстояние между соседними ионами, а  $r_A$  и  $r_B$  — радиусы ионов;  $\rho_A$  и  $\rho_B$  соответствующие распределению электронной плотности в ионах

$$\chi_a = 0,7386 e^2, \quad \chi_k = 2,871 e^2 a_0.$$

Интегрирование производится по объему перекрытия  $v$ . Для одноатомных тел с решеткой типа алмаза:

$$U_3 = \frac{3}{2} \frac{Nq^2}{\delta},$$

где  $N$  — число электронов в атоме.

В приближении, основанном на статистической теории атома, энергия парного взаимодействия атомов определяется соотношением

$$U = (Z_A - N_A)(Z_B - N_B) \frac{e^2}{\delta} + e Z_B \gamma_A + e Z_A \gamma_B - \frac{1}{2} e [N_B \gamma_A + N_A \gamma_B + \int_V \gamma_A \rho_B dV + \int_V \gamma_B \rho_A dV] + U_k + U_a,$$

где  $\gamma = \frac{r_l - N_l}{r}$ ,  $N$  — число электронов в ионе, определяемое  $N = \int_0^r U(r) dr$ ;  $U(r) = 4\pi\rho'(r)r^2 dr$  — радиальная электронная плотность в атоме;

$\rho'(r)$  — электронная плотность в точке с координатой  $r$ ;

$Z$  — координационное число [2].

Температурная зависимость ширины запрещенной зоны  $\frac{\partial \Delta E}{\partial T}$  совпадает с температурной зависимостью теплоемкости  $C_p$ , т. е.

$$\frac{\partial \Delta E}{\partial T} \approx \frac{\partial C_p}{\partial T}.$$

Наблюдается также линейная зависимость между шириной запрещенной зоны  $\Delta E$  и энергией решетки (энергией атомизации) и обратной величиной диэлектрической проницаемости.

Линейная корреляция между перечисленными характеристиками простых тел и аналогичные изменения их значений при смещении положения в системе Д. И. Менделеева позволяют высказать предположение, что все эти характеристики связаны с межатомным взаимодействием [2].

Зависимость физических свойств полупроводниковых простых тел (химических элементов) и простейших химических соединений с ковалентной связью от химического состава исследована в работах Н. Н. Сироты, Б. Ф. Ормонта, А. А. Воробьева и др.

Установлена зависимость от положения компонентов в периодической системе Д. И. Менделеева структуры, типа и значения энергии межатомной связи и физических свойств химических соединений с ковалентной связью.

Рассеяние электронов и фононов на колебаниях решетки и кинетические свойства тел, определяемые динамикой решетки, зависят от температуры и дебаевской характеристической температуры [3].

Характеристическая температура непосредственно связана с энергией межатомного взаимодействия и зависит от типа химической связи, электронного строения атомов и решеток и последовательности заполнения электронных оболочек.

Заполнение электронных оболочек атомов, мгновенное и усредненное распределение электронной плотности в решетке определяют химическую связь и устойчивость структур с ковалентным типом связи.

В отличие от энтальпии, термодинамического потенциала и других термодинамических функций энергия атомизации простых веществ является периодической функцией атомного номера.

По Б. Ф. Ормонту, прочность связей между атомами простых веществ одного и того же периода и энергии сублимации с образованием одноатомного пара должна изменяться симбатно росту числа холостых — связывающих электронов. Энергии атомизации простых веществ являются периодической функцией атомного номера и изменяются симбатно числу  $W$  холостых электронов. Изменение валентности элементов в пределах периода также происходит симбатно числу  $W$  холостых электронов [4].

В образовании межатомных прочных связей в решетке алмаза играет большую роль неравномерное распределение электронной плотности и возникновение гибридных орбит из исходных волновых функций  $S$ -,  $p$ - и  $d$ -состояний.

Гибридные орбиты обеспечивают большее перекрытие, чем исходные волновые функции  $S$ -,  $p$ - и  $d$ -состояний, что и объясняет большую прочность связи в направлении повышенной электронной прочности [1—5].

В исследовании [6] рассмотрено влияние электронных и электростатических эффектов на механические свойства неметаллических соединений и возможности предсказания механических свойств по известному распределению плотности электронов.

Переход неметаллического соединения из хрупкого состояния в пластичное сопровождается увеличением плотности электронов. Такой переход, вероятно, вызван перебросом электронов из валентной зоны в зону проводимости, поэтому, например, добавка в германий примесей  $n$ -типа снижает температуру перехода из хрупкого состояния в пластичное.

Механические свойства металлов при низких температурах, когда ослабляется влияние вторичных процессов, оказываются весьма различными. Такое различие является следствием разнообразия сил межуатомного взаимодействия в металлических кристаллах.

Связь атомов в решетках металлов определяется электростатическими силами притяжения между электронами внешних оболочек и ионными остовами. Она определяется также квантомеханическими резонансными силами, которые возникают при перекрытии внешних  $S$ -,  $p$ - или  $d$ -орбит, имеющих электроны с нескомпенсированными спинами [7, 8].

Число и характер распределения внешних электронов по энергетическим уровням незаполненных оболочек изолированных атомов в значительной мере предопределяют харак-

тер взаимодействия атомов в твердом теле и его механические свойства.

Большие силы связи возникают между теми атомами, которые имеют незаполненные внешние оболочки [9].

При этом атомы в твердом теле группируются так, чтобы заполнить свои оболочки за счет электронов соседних атомов. Так как последние обладают таким же свойством, то заполнение оболочек возможно только за счет согласованного резонансного обмена электронами с противоположными спинами.

Такому положению соответствует перекрытие атомных функций, а это означает, что электроны могут переходить от одного атома к другому. Кроме того, повышенная электронная плотность между атомными остовами усиливает притяжение последних друг к другу.

Когда атомы образуют твердое тело и образуются энергетические полосы, то самые низкие уровни полос заполняются электронами, образующими связь.

При наличии на *S*-орбите только одного электрона возникает ненасыщенная и ненаправленная металлическая связь, так как число электронов, приходящихся на каждый атом, недостаточно для образования заполненной оболочки. При этом энергия резонанса растет с увеличением числа соседей, что объясняет, почему для металлов характерны, как правило, плотноупакованные структуры с ГЦК и ГПУ решетками [10].

По [10] способность металлов к пластической деформации в значительной мере связана с металлическим характером межатомной связи, которая не оказывает большого сопротивления пластической деформации, т. е. перемещению дислокаций.

Кристаллы с ионной связью обнаруживают способность к пластической деформации в меньшей степени, чем кристаллы, имеющие металлическую связь. Наименьшую пластичность имеют кристаллы с ковалентными связями, в которых направленные и насыщенные связи оказывают перемещению дислокаций значительное сопротивление.

Пластическая деформация в ковалентных кристаллах происходит при повышенных температурах, когда энергия и подвижность атомов оказываются достаточными для активации дислокаций.

Сопротивление пластической деформации зависит от типа кристаллической решетки. Например, характерной особенностью металлов с ОЦК решеткой является повышение сопротивления пластической деформации при понижении температуры ниже 300°K [11].

В ОЦК и ГПУ решетках некоторых металлов, склонных к хрупкому разрушению, наряду с металлической связью по

некоторым направлениям существуют и ковалентные, насыщенные, ориентированные связи, которые приводят к увеличению сопротивления сдвигу по определенным плоскостям и возникновению хрупкого излома при низких температурах.

Возникновению хрупкого излома содействует также наличие примесных атомов при некоторых условиях испытания.

Физические свойства чистых металлов закономерно изменяются не только в зависимости от порядкового номера элемента, но и от числа свободных состояний на недостроенных  $d$ -уровнях изолированных атомов. Состояние электронов в свободном атоме не может вполне характеризовать состояние электронов в решетке. Оно в какой-то степени будет связано с состоянием их в свободном атоме [12]. Ни число  $d$ -электронов в изолированных атомах переходных металлов, ни пространственное их распределение в куске металла значительно не отличаются от соответствующих характеристик для изолированных атомов.

В качестве критерия степени недостроенности  $d$ -уровня в атоме, характеризующей способность атомов переходных металлов к обменно-взаимодействию и захвату электронов, может быть использовано, в частности, выражение:

$$\xi = \frac{1}{N_n},$$

где  $N$  — главное квантовое число недостроенного  $d$ -уровня,  $n$  — число электронов на этом уровне.

Температура плавления переходных металлов зависит от критерия недостроенности  $d$ -оболочки  $\xi$  по кривым с максимумом. В каждом переходном периоде температура плавления сначала возрастает по мере понижения  $\xi$  до достижения в среднем  $S$ -электронов на  $d$ -оболочке, после чего наблюдается регулярное снижение температур плавления; при этом уровень температур плавления и относительная высота ее максимумов растут при переходе от 4 к 6 и далее 8 рядам III, IV и V периодов системы Д. И. Менделеева. Исходя из этих данных, предполагается [12], что приблизительно до половины предельного числа электронов на  $d$ -оболочке, т. е. до конфигураций  $\sim d^5$ , с уменьшением  $\xi$ , увеличивается экранирование  $S$ -электронов от поля ядра, а доля электронов, находящихся в не коллективизированном состоянии, растет. Такие изменения сопровождаются возрастанием температуры плавления и снижением удельного электросопротивления материала вследствие достройки  $d$ -оболочки.

При дальнейшем снижении величины  $\xi$  увеличивается число электронов на  $d$ -оболочке, уменьшается ее акцепторная способность, и происходит сильное  $Sd$ -обменное взаимодейст-

вие. Такие изменения сопровождаются понижением вероятности рассеяния электронов проводимости на незаполненных  $d$ -состояниях. Их число в зоне проводимости возрастает. Это сопровождается повышением проводимости металлов, которое при числе электронов на  $d$ -оболочке более 5 остается практически неизменным за исключением Mn, Re, имеющих электронную конфигурацию  $3d^5 4s^2$  и  $5d^5 6s^2$ .

Магнитные моменты магнетитов Бора для атомов переходных металлов, а также модуль упругости в металлическом состоянии изменяются в зависимости от параметра  $N^{-n}$  по кривой с максимумом.

Линейный коэффициент температурного расширения также зависит от степени недостроенности  $d$ -уровней атомов переходных металлов. Наименьшее значение линейного коэффициента температурного расширения имеют переходные металлы, число электронов на  $d$ -оболочке которых близко к 5 [12, 13].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Трефилов. Сб. «Физическая природа хрупкого разрушения металлов». Киев, «Наукова Думка», 1965, стр. 22.
2. Н. Н. Сирота. Сб. «Химическая связь в полупроводниках и твердых телах». Изд. «Наука и техника». Минск, 1965.
3. А. А. Воробьев. Механические и тепловые свойства щелочногалогенных кристаллов. М., Изд. «Высшая школа», 1968.
4. Б. Р. Ормонт. ЖФХ, 33, 1455, 1959.
5. А. А. Воробьев. Сб: «Химическая связь в полупроводниках и твердых телах». Минск, Изд. «Наука и техника», 1965, стр. 224.
6. Grass Gordon E. Metals and Ceram. Strengthen. Mechanismys Metals and Ceram Syrac nsc, Um. ver. Press, p. 317, 1968.
7. Г. Б. Бокий. Кристаллохимия. М., Изд. МГУ, 1960.
8. К. Коулсон. УФН, 81, в (1), 3 (1963).
9. Борн и Хуан Кунь. Динамическая теория кристаллических решеток. М. ИЛ.
10. Б. А. Сидоров. Сб. «Физ. природа хрупкого разрушения металлов». Киев, «Наукова Думка», 1965, стр. 72.
11. Kochendörfer A. Zs. Metallkuno 41, 332 (1950).
12. Г. В. Самсонов, В. Н. Падерно. Изв. вуз. МВ СО СССР, 2, 66 (1966).
13. п/р. А. V. Hippel.

#### § 5. ПЕРИОДИЧНОСТЬ В ИЗМЕНЕНИИ СВОЙСТВ ПРОСТЫХ ТЕЛ И ОБРАЗОВАННЫХ ИЗ НИХ ИОННЫХ СОЕДИНЕНИЙ

Д. И. Менделеевым [1] установлено, что с изменением атомного веса периодически изменяются свойства простых тел. Особенно хорошо это наблюдается на свойствах свободных атомов в газообразном состоянии. В этом случае картина не усложняется тепловым движением атомно-молекуляр-

ных структур и др. Периодическое изменение свойств элементов является следствием их электронной структуры. На рис. 1 представлено периодическое изменение плотности материала с изменением атомного номера элемента.

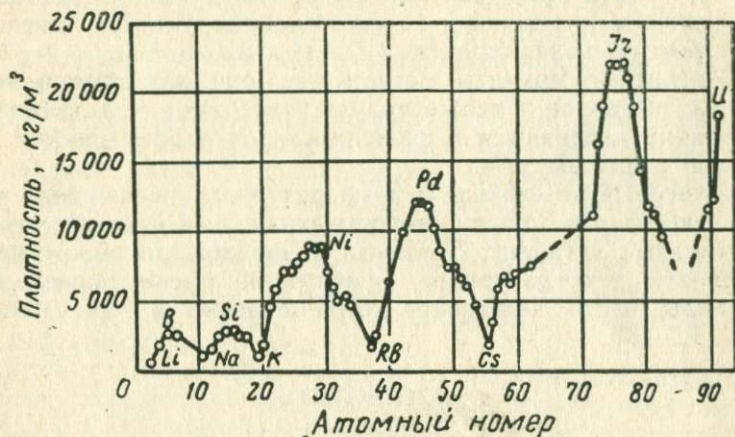


Рис. 1. Периодическое изменение плотности элементов в зависимости от порядкового номера элемента

В каждом периоде системы Д. И. Менделеева увеличение атомного веса с уменьшением ионного радиуса сопровождается возрастанием сил притяжения частиц в кристаллической решетке. Следствием этого является повышение температуры плавления вещества. Значительное уменьшение атомного радиуса и возрастание числа электронов в наружной электронной оболочке, вследствие возникновения ковалентных связей, сопровождается образованием молекул аллотропических видоизменений элементов, например  $N_2$  или  $P_4$ .

На рис. 2 показано изменение температуры плавления простых тел с увеличением порядкового номера элемента. Температура плавления растет с валентностью и понижается с увеличением атомного объема. Максимумы температуры плавления или кипения повышаются с валентностью и понижаются с увеличением атомного объема, достигая наибольшей величины для элементов четвертой группы. В дальнейшем высота максимумов уменьшается в связи с увеличением атомного объема. Максимальные температуры плавления соответствуют элементам C, Si, Cr, Ge, Mo, W.

А. А. Литваковский [2] нашел некоторые закономерности для температуры плавления переходных металлов и окислов. Температура плавления металлов побочных подгрупп и их высших окислов изменяется в системе Д. И. Менделеева

периодически; высокая температура плавления переходных металлов и их окислов и ее периодическое изменение определяются образованием связующих орбит при накоплении во внешнем слое электронной оболочки суммы  $S + d$ -электронов от 4 до 10 для свободных атомов металлов и от 2 до 4 электронов у ионов металлов, входящих в состав окислов

Максимум температуры плавления у металлов переходной VI а группы ( $Cr$ —1800°C,  $Mo$ —2620°C,  $W$ —3444°,  $U$ —2230°C), а также высших окислов, образованных переходными металлами IV а группы ( $Ti$ ,  $Zr$ ,  $Hf$ ,  $Th$ ), свидетельствует, что в этих случаях образуется максимально возможное для данного ряда число связующих орбит. Такой электронной структуре и химической связи отвечают оптимальные энергетические характеристики, обуславливающие наибольшую устойчивость простых тел и их соединений.

Предел прочности, относительное удлинение, модули упругости связаны с типом внешней электронной оболочки. Максимум предела прочности простых тел приходится на середину периода и относится к элементам, имеющим наименее симметричное строение внешних электронных оболочек.

Твердость веществ, определенная в одинаковых условиях, изменяется с увеличением порядкового номера элемента периодически (рис. 3). Максимальное значение твердости, так же как и температуры плавления, имеют  $C$ ,  $Cr$ ,  $Si$ .

Энергия атомизации, равная энергии испарения из твердого состояния плюс энергия разрыва газообразных молекул на свободные атомы, изменяется с порядковым номером. Минимумы энергии атомизации соответствуют молекулам,

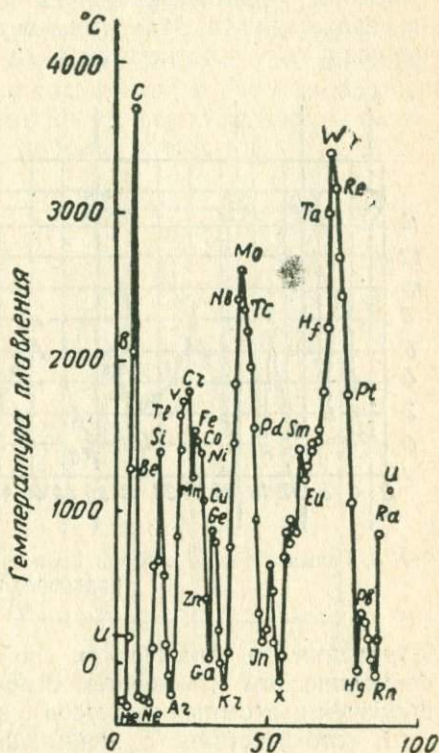


Рис. 2. Зависимость температур плавления от порядкового номера элемента

образованным из атомов с законченными *p*-оболочками, и приходится на молекулы веществ, имеющих максимальные температуры плавления.

Энтропия простых тел в твердом состоянии в стандартных условиях изменяется периодически с изменением атомного номера элемента. Максимум энтропии приходится на начало периода, т. е. соответствует энтропиям щелочных металлов.

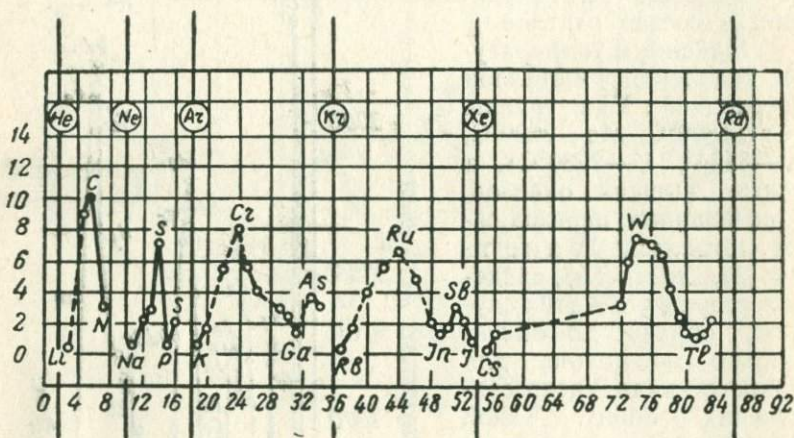


Рис. 3. Грамм-атомные энергии атомизации простых тел как функция порядкового номера

Периодичность химических свойств элементов определяется периодическим изменением строения наружных электронных оболочек и атомных радиусов с изменением атомного номера.

В соответствии с периодическим изменением свойств элементов, так же периодически изменяются и свойства химических соединений, образованных ими. Характер химической связи в соединениях зависит от деформации наружных электронных оболочек атомов в соединениях под влиянием поля соседнего иона. С увеличением атомного номера элемента, а следовательно, и числа электронных слоев в ионах аналогичной структуры возрастают их деформируемость и поляризуемость. При большей взаимной поляризации ионов в кристалле происходит их большее сближение, что сопровождается снижением степени диссоциации соединения.

Явление поляризации в известной мере определяет температуру плавления, электропроводность и др. На рис. 4 представлено изменение температуры плавления окислов в зависимости от атомного номера катиона. Максимальные температуры плавления соответствуют окислам металлов с ионными связями, стоящими в начале периодов. Увеличение валент-

ности элементов сопровождается возрастанием поляризующего действия их ионов, что приводит к образованию окислов полярного характера. В соответствии с этим понижается температура плавления соединений. Новый максимум температуры плавления достигается в следующем периоде.

А. Ф. Капустинский [3] изучил сродство металлов к неметаллам в зависимости от атомного номера. На примере окислов, сульфидов и галогенидов показано, что свободная энергия образования этих соединений периодически изменяется с возрастанием атомного номера элементов.

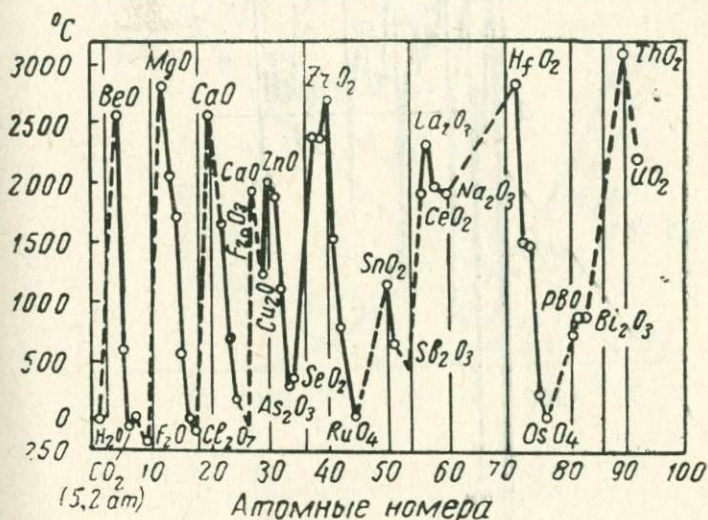


Рис. 4. Зависимость температуры плавления окислов от атомного номера катиона

С.-А. Шукарев [4] указывает, что график теплот образования, например, хлоридов, отражает периодическую характеристику энергетики электронных оболочек свободных атомов.

Изобарная теплота образования данного соединения представляет изменение энтальпии, сопровождающее образование одного моля химического соединения из элементов в их стандартных условиях.

На рис. 5 дана зависимость теплоты образования хлористых соединений от атомного номера элемента.

Теплоты образования гипотетических соединений хлора с инертными газами вычислены по Гримму. Расположение соответствующих точек в далекой области эндотермических реакций говорит о невозможности существования таких соединений.

График рис. 6 показывает, что хлориды щелочных металлов образуются с небольшим выделением тепла. При движении от начала периода уменьшается теплота образования. Это явление связано с возрастанием ионизационного потенциала.

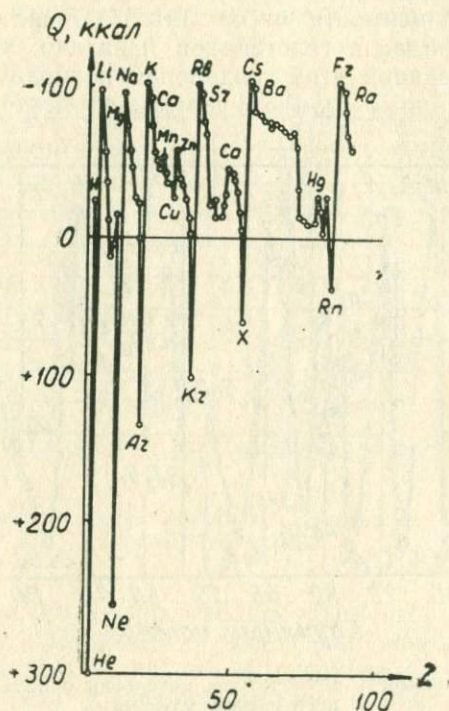


Рис. 5. Зависимость теплоты образования хлоридов соединений от порядкового номера элемента (по А. С. Шукареву)

Для фторидов все точки графика смещаются вниз, а для бромидов и иодидов вверх. С. А. Шукарев [4] описал изменение теплоты образования химических соединений при переходе от хлоридов к окислам, нитридам, карбидам, боридам, берилидам и литидам. Характер периодической зависимости теплоты образования химических соединений изменяется по определенным правилам. Это можно проследить на примерах изменения теплот образования силицидов и хлоридов элементов третьего периода системы Д. И. Менделеева (рис. 6).

При движении от начала периода к его концу теплоты образования магнидов растут, теплоты образования силицидов вначале уменьшаются, затем растут. Теплоты образования хлоридов уменьшаются. Подобные три типа кривых повторяются и в других периодах системы. А. С. Шукарев объясняет характер кривых следующим образом. Кремний, являясь переходным от элементов, отдающих электроны к элементам, присоединяющим электроны, образует особенно

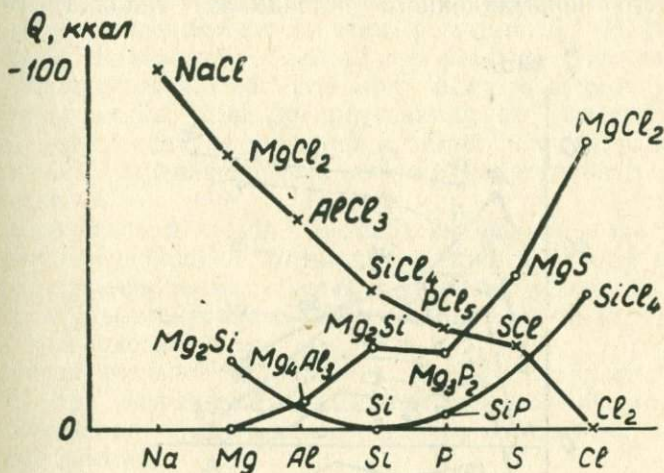


Рис. 6. Теплоты образования магнидов, силицидов и хлоридов третьего периода как функция порядкового номера (по А. С. Шукареву)

прочные соединения как с Mg, хорошо отдающим электроны, так и с Cl, хорошо присоединяющим электроны. Теплота образования соединений Mg меняется монотонно, увеличиваясь по мере перехода к хлору. Для соединений хлора наблюдается другая картина: при движении от начала периода теплота образования уменьшается.

В. П. Шишочкин [5] исследовал соотношение между теплотой образования химических соединений и положением элементов в системе Д. И. Менделеева. Он пришел к заключению, что в общем случае теплоты образования химических соединений изменяются периодически как в группах, так и в периодах.

Теплоты образования щелочногалогидных соединений находятся в линейной зависимости от квадратного корня из величины первого ионизационного потенциала металла, причем угол наклона прямых постепенно меняется при переходе от иодидов к фторидам. Если у иодидов, бромидов и хлоридов щелочных металлов теплоты образования связаны обрат-

ной зависимостью с ионизационными потенциалами металла, то у фторидов наблюдается прямая зависимость. Чем больше сродство галоида к электрону, тем в меньшей степени сказывается на теплоте образования галоидного соединения ионизационный потенциал металла.

Теплота образования щелочногалоидных соединений линейно увеличивается с ростом логарифма первого ионизационного потенциала, а следовательно, и сродства к электрону (нулевого ионизационного потенциала) галоида. Теплота

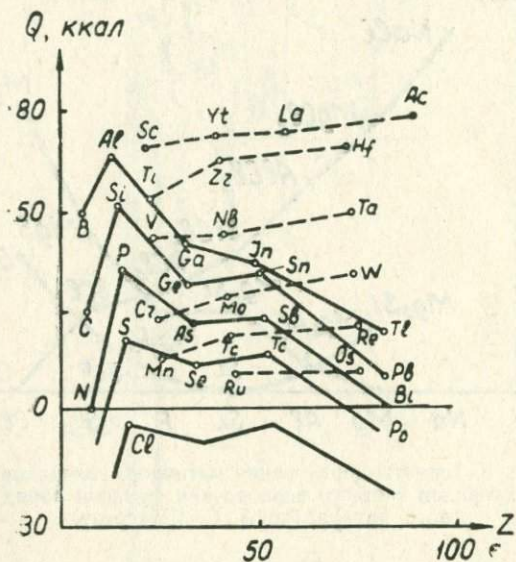


Рис. 7. Теплоты образования высших окислов из простых тел как функция порядкового номера (расчет на 1 г — экв. кислорода) по А. С. Шукареву

образования уменьшается с возрастанием ионизационного потенциала катиона (окислителя) и растет с увеличением ионизационного потенциала аниона (восстановителя).

Рис. 7 показывает изменение теплоты образования, а следовательно, зависимость от атомного номера устойчивости соединений высшей валентности для элементов четных и нечетных рядов системы при переходе по вертикальному столбцу сверху вниз. Монотонное уменьшение потенциалов ионизации для элементов четных рядов, связанное с увеличением главного квантового числа, сопровождается упрочнением высших окислов при движении в системе сверху вниз.

Направленность в распределении электронной плотности сохраняется при возникновении межатомной связи и образо-

вании молекулы химического соединения и даже многих неметаллических кристаллов, например, с ковалентными связями: алмаза, германия, кремния, олова. В ряду переходных металлов максимум теплоты образования приходится на VIA группу.

Максимум теплоты образования соответствует минимуму атомного объема [7]. Следовательно, структура с самой прочной связью не соответствует самой плотной упаковке [6]. При образовании твердых растворов не наблюдается равномерного расширения или сжатия решетки [8]. Искажения структуры, связанные с образованием решетки твердого раствора, локализуются в области узла, занятого атомом растворенного вещества, а не распределяются по решетке равномерно. Даже в случае металлов с самой плотной упаковкой обнаружены признаки существования направленных связей в решетке.

С возрастанием атомного номера наблюдается закономерное увеличение радиуса ионов для элементов второй группы. Ионы подгруппы цинка, вследствие наличия несколько отличной структуры электронных оболочек, при равной валентности имеют меньшие размеры.

Последовательное возрастание ионных радиусов в ряду Be—Ba при сохранении однотипной электронной структуры сопровождается закономерным изменением свойств химических соединений.

В ряду окислов BeO—BaO увеличение атомного объема металла сопровождается уменьшением температуры плавления, повышением растворимости, постоянной диссоциации их гидратных соединений и теплоты гидратации.

Термическая устойчивость окислов ряда BeO—BaO и окислов подгруппы цинка снижается при переходе от более легкого к более тяжелому металлу. Частичная диссоциация окислов ZnO, CdO и HgO происходит соответственно при температурах 1950°C, 1813°C и 400°C. При переходе в ряду от BeO к BaO наблюдается увеличение периода решетки и уменьшение энергии сублимации.

Свойства групп элементов по вертикальному направлению в системе Д. И. Менделеева изменяются не только последовательно, но в некоторых группах периодически. В главных подгруппах наблюдается периодическое изменение по вертикальному направлению порядкового номера, атомного веса, первого, второго и т. д. ионизационных потенциалов, атомного объема и радиусов положительных ионов.

Периодическое изменение некоторых свойств элементов системы Д. И. Менделеева внутри группы получило название вторичной периодичности.

Явление вторичной периодичности обнаруживает свойства кислородных соединений (окислов, кислот, солей) элементов главных подгрупп в IV—VII группах. В III группе вторичная периодичность выражена менее резко, а в первой и второй группах почти совсем не проявляется. В свойствах водородистых соединений вторичной периодичности не наблюдается.

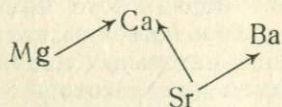
Следствием вторичной периодичности свойств свободных атомов является вторичная периодичность свойств элементов в их соединениях. Теплоты образования хлоридов второго, четвертого и пятого периодов показывают периодическое изменение.

Периодическое изменение теплот образования химических соединений по вертикальному направлению связано с соответствующим периодическим изменением ионизационных потенциалов. Вторичная периодичность особенно четко выражена в главных подгруппах V, VI, VII групп и резко всего в кислородных соединениях.

Высказано предположение, что вторичная периодичность в изменении свойств элементов по вертикальному направлению в главных подгруппах связана с относительным уменьшением размеров атомов, при замещении электронами *d*-уровня и в особенности *f*-уровня.

Вторичная периодичность свойств элементов в их соединениях связана с периодическими изменениями ионизационного потенциала элементов в группах при движении сверху вниз. Ионизационные потенциалы для металлов второй группы при движении сверху вниз уменьшаются монотонно. Это может явиться причиной отсутствия вторичной периодичности и монотонности в изменении свойств металлов второй группы в большинстве их соединений.

Показано [10], что вследствие монотонного изменения свойств щелочноземельных металлов наблюдается и периодичность свойств образованных ими силикатов. Эта периодичность выражается в способности элементов второй группы образовывать меньшее или большее количество силикатных соединений. С участием Mg и Sr образуются только по два силикатных соединения, а с участием Ca и Ba уже по четыре. Следовательно, в соединениях с кремнием наблюдается периодическое увеличение и уменьшение активности элементов второй группы по схеме:



Причиной проявления вторичной периодичности для силикатов и двойных солей из хлоридов щелочноземельных метал-

лов и является более сложная связь в них, чем в обычных простых соединениях.

Закономерное изменение свойств ионных кристаллов можно проследить, сопоставляя их характеристики с энергией кристаллической решетки. Это позволяет установить связь между химическим составом ионных кристаллов и их свойствами. Закономерное и, вероятно, периодическое изменение свойств данного ряда химических соединений является следствием периодического изменения свойств простых тел.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Д. И. Менделеев. Основы химии. Госхимтехиздат, 1, 1934.
2. А. А. Литваковский. О периодичности температуры плавления металлов и их окислов.
3. А. Ф. Капустинский. Изв. АН СССР, ОХН, 6, 538 (1948).
4. А. С. Шукарев. Изв. ЛГУ, 11, 127 (1954).
5. В. П. Шишочкин. ЖОХ, 23, 889 (1953).
6. В. И. Трефилов. Сб. «Физ. природы хрупкого разрушения металлов». Киев, изд. «Наукова Думка», 1965, стр. 22.
7. У. Делингер. Теоретическое металловедение. М., Металлургиздат, 1961.
8. В. Е. Waggen, В. Z. Averbach, Roberts В. W. J. Appl. Phys., 22, 1493 (1951).
9. В. П. Шишочкин. ЖОХ, 24, 745, (1954).
10. А. Г. Бергман. Н. А. Бычкова. ЖОХ, 23, 1041 (1955).

#### § 6. ЭНЕРГЕТИКА КРИСТАЛЛА И ЕГО УСТОЙЧИВОСТЬ

Химическая термодинамика при установлении возможности самопроизвольного протекания реакции вида  $AB_{ТВ} = A_{ТВ} + B_{ТВ}$  исходит из закона и величины изменения термодинамического потенциала (свободной энергии). Соответствующее выражение изменения свободной энергии системы при постоянном давлении по Гиббсу дается в виде

$$\Delta\Phi_T = \Delta H_T - T\Delta S_T \quad (1)$$

где  $\Delta H_T$  — изменение энтальпии и  $\Delta S$  — изменение энтропии системы.

При постоянном объеме изменение свободной энергии системы  $\Delta F$ , по Гельмгольцу, связывают с изменением внутренней энергии системы  $\Delta E_T$  по уравнению

$$\Delta F_T = \Delta E_T - T\Delta S_T \dots \quad (2)$$

Изменение энтальпии —  $\Delta H_T = Q_{TP}$ , где  $Q_{TP}$  — тепловой эффект реакции при постоянных температуре и давлении, или  $\Delta E_T = Q_{VT}$ , где  $Q_{VT}$  — тепловой эффект также при постоянных температуре и объеме.

Отрицательный знак изменения свободной энергии реакции распада соединения АВ на исходные простые вещества говорит о химической непрочности соединения в отношении распада на исходные простые вещества, но никак не о малой энергии связи в нем, так как после распада вместо связей  $A-B$  возникают связи  $A-A$  и  $B-B$ , значения которых могут превышать связи в веществе АВ.

Величины изменений свободных энергий  $\Delta f$  и энтальпии характеризуют систему из нескольких фаз.

В ионном кристалле бинарного соединения АВ прочность связи определяется значением энергии решетки:

$$U = Q + S_A + S_B + \sum_n I_A + \sum_n E_B, \quad (3)$$

где взяты обозначения, применяемые при написании кругового процесса Борна—Габера:  $Q$  — тепловой эффект,  $S_A$  и  $S_B$  — энергии сублимации с образованием одноатомного пара химических элементов (простых тел) А и В;  $\sum I_A$  — суммарный потенциал ионизации атомов металла,  $\sum E_B$  — суммарная энергия присоединения электронов к атомам неметалла [1].

Важнейшей характеристикой ионного кристалла является энергия решетки, определяемая величиной, необходимой для разделения кристалла на отдельные ионы и удаление их друг от друга на бесконечное расстояние при температуре  $0^\circ\text{K}$ .

Электронная структура ионов, входящих в ионную решетку, имеет сферическую симметрию и соответствует структуре атомов инертных газов.

Ион натрия обладает единичным положительным зарядом, и его электронная оболочка аналогична оболочке атома неона, а ион хлора обладает единичным отрицательным зарядом и оболочкой, аналогичной оболочке аргона.

Между ионами существует кулоновское взаимодействие: притяжение между разноименно заряженными и отталкивание между одноименно заряженными ионами и их электронными оболочками.

Потенциальная энергия, обусловленная взаимным притяжением иона хлора и натрия на расстоянии, соответствующем параметру решетки каменной соли  $a_0 = 2,81 \cdot 10^{-8}$  см, равняется  $\frac{e}{a_0} = 8,10 \cdot 10^{-12}$  эрг = 5 эв. Эта величина меньше экспериментально определенной теплоты образования кристалла, равной приблизительно 8 эв, что указывает на необходимость при определении величины энергии решетки учитывать взаимодействие ионов друг с другом.

Энергия кристалла вычисляется по классической теории кристаллической решетки, дающей хорошее совпадение с опы-

том [2, 3]. Каждый ион в решетке типа каменной соли окружен шестью соседними, имеющими заряды противоположного знака, и двенадцатью ионами, следующими за ними, имеющими заряд, одинаковый с зарядом рассматриваемого иона.

Энергия взаимодействия  $\varphi_{ij}$  между ионами  $i$  и  $j$  определяется как сумма потенциала, обусловленного силами отталкивания электронных оболочек и изменяющегося по закону  $r_{ij}^{-n}$ , и кулоновского взаимодействия зарядов:

$$\varphi_{ij} = \frac{A_1}{r_{ij}^n} \pm \frac{e^2}{r_{ij}}. \quad (4)$$

Величины  $A_1$  и  $n$  определяются из сжимаемости и параметра решетки.

Энергия  $U_p$  бесконечной решетки, состоящей из  $2N$  ионов, находящихся в состоянии равновесия на расстояниях  $a_0$  друг от друга, определяется  $U_p = N\Phi$ , так как каждая взаимодействующая пара учитывается один раз, или

$$U_p = -\frac{NAe^2}{a_0} \left( 1 - \frac{1}{n} \right), \quad (5)$$

где  $A$  — постоянная Маделунга является характеристикой кристалла.

Так как  $n \approx 10$ , то величина в скобках отличается от единицы на 10%, а следовательно, энергия кристалла на 20% определяется кулоновским взаимодействием.

С учетом квантовомеханических поправок энергия решетки составляется аддитивно из величины потенциальной энергии сил электростатического притяжения и отталкивания, энергии вандерваальсовых сил и колебательной энергии при температуре абсолютного нуля.

Между ионами имеется также слабая, электростатическая, вандерваальсова связь, обусловленная взаимодействием электрических дипольных моментов. Даже в нейтральных атомах или молекулах, у которых средний электрический дипольный момент равен нулю, могут возникать некоторые дипольные моменты за счет мгновенного положения электрона в атоме. Электрическое поле мгновенного диполя поляризует окружающие атомы или ионы и вызывает возникновение в них индуцированного момента. Взаимодействие дипольных моментов индуцированного и индуцирующего обуславливает возникновение в среднем слабых вандерваальсовых сил притяжения между частицами. Эти силы называются также дисперсионными.

Энергия колебаний при абсолютном нуле обусловлена тем, что согласно квантовой механике каждый осциллятор при нулевой температуре обладает энергией, равной половине

колебательного кванта  $\frac{h\nu}{2}$ , где  $\nu$  — частота собственных инфракрасных колебаний. Колебательная энергия решетки из  $2N$  частиц равняется  $\frac{9}{2}Nh\nu$ .

Таким образом, полное выражение энергии решетки ионного кристалла на один моль при абсолютном нуле определяется:

$$U_p = N \left( \frac{Z^2 e^2 A}{r} + \frac{C}{r^6} - B(r) - \frac{9}{2} h\nu \right), \quad (6)$$

где  $Z$  — наименьшая валентность ионов в решетке,

$\frac{C}{r^6}$  — вандерваальсова энергия,

$\frac{Ae^2 Z^2}{r}$  — энергия сил притяжения,

$B(r)$  — энергия сил отталкивания.

Для вычисления энергии решетки А. Ф. Капустинский предложил эмпирическую формулу, не содержащую трудно определяемых коэффициентов Маделунга  $A$ , показателя  $n$  и параметра решетки  $a_0 = r$ .

Формула А. Ф. Капустинского для бинарных ионных соединений типа  $A_m B_p$  с решеткой типа каменной соли имеет вид

$$U = 256,1 \frac{(a+b) Z_A Z_K}{R_A + R_K}, \quad (7)$$

где  $a$  и  $b$  — число анионов и катионов в молекуле,

$Z_A, Z_K$  — валентность аниона и катиона в соединении,

$R_A, R_K$  — радиусы аниона и катиона в соединении.

Формула (7) дает практически удовлетворительные результаты, хотя и не учитывает различие радиусов ионов для разных типов структур и координационных чисел, поправки на поляризацию и наличие ковалентной связи.

Предложены другие выражения энергии решетки, с большей точностью учитывающие указанные факторы.

Энергия решеток, образованных ионами одинаковой конфигурации, например, типа инертного газа, уменьшается с возрастанием радиусов ионов, образующих кристалл. Поэтому для кристаллов щелочногалондных соединений при неизменном катионе.

$$U_F > U_{Cl} > U_{Br} > U_I,$$

а при неизменном анионе

$$U_{Li} > U_{Na} > U_K > U_{Rb} > U_{Cs},$$

Энергия решетки растет также с увеличением валентности ионов. Поэтому для окислов металлов второй группы, ионы которых имеют меньшие ионные радиусы и большую валентность, энергия решетки больше, чем для решетки щелочногалогидных соединений.

Разница между энергиями решеток соединений с одинаковыми анионами (или катионами) и тем же катионом (или анионом) уменьшается с увеличением радиуса общего иона. Например,

$$U_{\text{NaCl}} - U_{\text{NaBr}} > U_{\text{KCl}} - U_{\text{KBr}}.$$

Соединения катионов подобных подгрупп с восемнадцатью электронами на внешней оболочке имеют большую энергию решетки, чем соединения с ионами того же периода, но подобные инертным газам, например:

$$U_{\text{CuCl}_2} > U_{\text{KCl}}; U_{\text{ZnBr}_2} > U_{\text{CaCl}_2}.$$

Это правило вытекает из меньшей величины ионов побочных подгрупп и, главным образом, из-за энергии поляризации, за счет которой энергия решетки растет быстрее, чем уменьшается за счет увеличения объема иона.

Величина энергии решетки линейно растет с теплотой образования соединения. Наиболее прочные структуры должны получаться при образовании соединений ионов большей валентности и малого радиуса, например, четырехвалентных:  $\text{C}-\text{Si}$ ,  $\text{C}-\text{Mo}$ . Большая величина энергии решетки характеризует способность к образованию прочных гетерополярных решеток с высокой механической, термической и электрической прочностью и малой растворимостью в воде.

Величина энергии решетки полностью не может описать устойчивость системы. Необходимо учесть также поляризацию и деполяризацию, которые могут повлиять на величину радиуса иона в соединении.

Энергия решетки зависит от иона структуры кристалла. Она меньше для решеток типа хлористого цезия и наибольшая у решеток типа вюрцита, что соответствует уменьшению отношения радиусов ионов в соединении от 1—0,7 для решеток типа  $\text{CsCl}$  до величины меньше, чем 0,4 у вюрцита [4, 5].

А. Ф. Капустинский нашел, что энергия решетки ионных соединений, отнесенная к одному грамм-эквиваленту, зависит линейно от логарифма, атомных номеров, имеющих в соединении элементов как в группах, так и в периодах системы Д. И. Менделеева. Это правило позволяет интерполированием и экстраполированием оценивать величину изменения энергии решетки химических соединений различного состава в пределах групп и периодов [2, 5].

Разность между энергиями решетки хлоридов и бромидов данного щелочного металла практически является постоянной ( $6 \pm 2$  ккал), так же как и разность между  $U_p$  бромидов и йодидов ( $10 \pm 3$  ккал). С замещением галоида в ряду щелочногалоидных соединений при переходе от фтора к йоду уменьшается кулоновская и растет ван-дер-ваальсова составляющая энергии решетки [6, 7].

Для суждения о процессах, протекающих в кристаллах, иногда бывает необходимо использовать величины, характеризующие объемные свойства кристаллов (плотность, молекулярный объем и др.). Для этого случая формулу А. Ф. Капустинского можно преобразовать, выразив радиус через объем молекулы  $V_M$ . Тогда выражение для энергии решетки получит вид

$$U_p = 256 \sqrt[3]{\frac{4}{3}} \pi Z \cdot Z_A \cdot Z_K \sqrt{V_M}. \quad (8)$$

От объема молекулы  $V_M$  перейдем к объему грамм-молекулы, выразив его через молекулярный вес  $M$  и плотность кристалла  $\rho$ . Тогда

$$U_p = C_1 \cdot Z \cdot Z_A \cdot Z_K \sqrt[3]{\rho/M}, \quad (9)$$

где 
$$C_1 = 256 \sqrt[3]{\frac{4\pi}{3}} D,$$

$D$  — число Авогадро.

Таким образом, энергия кристаллической решетки оказывается пропорциональной корню кубическому из отношения  $\rho/M$ , которое равно числу грамм-молекул в единице объема и может быть названо молекулярной концентрацией  $\gamma$ .

Эта величина связана с другими характеристиками кристаллов. Характеристическая температура определяется условием:

$$\Theta^0 = C_2 \sqrt[3]{\frac{Z \cdot Z_A \cdot Z_K}{A}} \sqrt[3]{\frac{\rho}{M}} = \sqrt[3]{\gamma}, \quad (10)$$

где 
$$C_2 = 3 \cdot 10^3 \sqrt[3]{\frac{4}{3}} \pi D.$$

Следовательно, характеристическая температура пропорциональна кубическому корню из молекулярной концентрации  $\gamma$ .

Сопоставление свойств твердых тел с молекулярной концентрацией  $\gamma$  представляет интерес и потому, что  $\gamma$  является одной из величин, характеризующих свойства сплавов. Энергия образования твердого раствора, отнесенная к энергии его компонентов в твердом виде, за вычетом энергии обра-

зования соответствующего жидкого раствора, отнесенной к энергии его компонентов в жидком виде, изменяется как разность атомных радиусов, которые связаны с  $\gamma$ .

Растворимость в твердом состоянии зависит от соотношения атомных объемов и взаимной поляризации атомов твердого раствора. Образование единой кристаллической решетки атомами различного объема вносит в твердый раствор различную величину искажения. Чем больше разница в объемах атомов, тем больше искажение вносится и тем меньше концентрация предельного твердого раствора.

Атомы различного объема в различной степени поляризуют друг друга, при этом, чем больший объем имеет атом, тем он сильнее поляризуется сам и тем меньше его влияние на другой атом.

Это позволяет выяснить возможность использования величины  $\gamma$  для оценки свойств как кристаллов, так и сплавов.

При уменьшении молекулярной концентрации  $\gamma$  падает твердость сплава, а температурный коэффициент линейного расширения тела возрастает.

Молекулярная концентрация  $\gamma$  связана с константами, характеризующими реальные кристаллы. С увеличением молекулярной концентрации возрастает электрическая, термическая и механическая стойкость ионных кристаллов и сплавов.

По Б. Ф. Ормонту, в случае химических связей, более или менее далеких от ионных, энергетическая прочность твердой фазы определяется значениями энергии атомизации [1].

Энергия атомизации  $\Omega$  твердой фазы измеряется значением энергии, которая затрачивается при удалении в бесконечность атомов простого вещества или химического соединения с образованием одноатомного пара в основном соединении. Энергия атомизации характеризует прочность химических связей в полупроводнике и диэлектрике. Из круговых процессов следует зависимость между энергией атомизации  $\Omega$  и энергией решетки  $U$  в виде

$$\Omega = U - \sum_n I - \sum_n E + \alpha \dots, \quad (11)$$

где  $\sum_n I$  — сумма потенциалов ионизации металлов и

$\sum_n E$  — суммарная энергия присоединения электрона к неметаллу.

На рис. 1 представлены значения энергии атомизации в ккал на грамм-атом в зависимости от атомного номера и положения простого вещества в периодической системе Д. И. Менделеева. Минимум энергии атомизации соответствует молекулам, образованным из атомов с законченными  $p$ -электронными оболочками. Максимумы энергии атомизации

соответствуют молекулам, образованным из веществ, имеющих максимальные энергии плавления. Б. Ф. Ормонт считает, что термическая и механическая прочности кристаллов с ковалентными связями определяются значением их энергий атомизации.

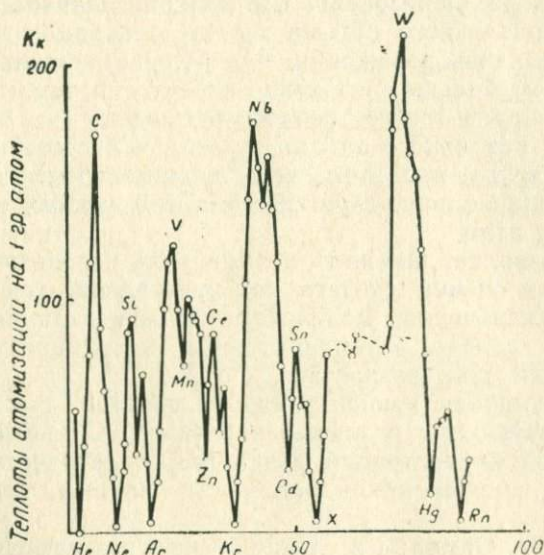


Рис. 1. Значения энергии атомизации в ккал на грамм-атом в зависимости от атомного номера и положения простого вещества в периодической системе Д. И. Менделеева

По Б. Ф. Ормонту, между тепловым эффектом реакции  $Q$  и энергией атомизации  $\Omega$  для процессов при постоянном давлении справедливо соотношение

$$\Omega_p = Q_p + S_A + S_B = Q_p + \Omega_A + \Omega_B \quad (12)$$

$$\Omega_p = Q_p + S_A + \frac{1}{2} D_B = Q_p + \Omega_A + \frac{1}{2} D_B, \quad (13)$$

где  $D$  — энергия диссоциации.

Из уравнений (11) и (13) следует, что энергия связей образующегося соединения  $AB$  не проявляется в величине энтальпии образования соединений из простых веществ, так как чем прочнее связи в исходных простых веществах, тем больше энергии приходится затрачивать на атомизацию. По этой причине при весьма большой энергии связей в соединении  $AB$  часто тепловой эффект его образования оказывается слаболожительным или даже отрицательным. Из уравне-

ний (12) и (13) также видно, в каких случаях в ряду соединений гомологов может наблюдаться симбатность между тепловыми эффектами образования и величиной свойств соединения: если сумма  $S_A + S_B$  изменяется симбатно со значением  $Q_p$ , то значения  $\Omega_{AB}$  составляют ряд той последовательности, что и  $Q_{AB}$ .

Из уравнений (12) и (13) видно, что энергия атомизации химического соединения состоит из трех членов: двух очень больших (энергии атомизации простых веществ) и одного, обычно значительно меньшего (теплого эффекта образования, компенсирующего разницу суммы энтальпии компонентов, с одной стороны, и энтальпии соединения, с другой).

Тепловые эффекты образования соединений из простых веществ не являются строгой периодической функцией атомного номера. Так как два других, подавляющих по величине члена, являются периодическими функциями атомного номера, то энергия атомизации соединений, как правило, представляется периодической функцией атомного номера и может быть оценена путем интерполяции из энергий атомизации соединений аналогов в периоде и группе.

Вследствие различия в размерах атомов примесей, входящих в решетку, и размеров атомов основного состава происходит нарушение энергетики решетки. Возникают дефекты решетки, определяющие некоторые ее основные свойства. Атомы примесей могут также и тормозить процессы отжига нарушенной структуры и ее упорядочение.

Закон В. Ф. Освальда определяет направление процесса и выбор возможного его варианта, утверждая, что «...при переходе из какого-либо состояния в более устойчивое выбор останавливается не на наиболее устойчивом, при данных обстоятельствах, а на наиболее близлежащем, т. е. на том, которое может быть достигнуто с наименьшей затратой свободной энергии». Если энергия упорядочения или освобождения минерала от примесей превышает выигрыш энергии от упорядочения структуры, то решетка остается в метастабильном состоянии.

Так, например, по [8] ионы примеси рубидия или свинца в калиевом полевоом шпате могут быть причиной зеленой, амазонитовой окраски этого минерала в случае, когда они нарушают его упорядоченную триклинную кристаллическую решетку и обуславливают ее дефектность. В некоторых случаях эти же ионы тормозят упорядочение моноклинной модификации кристаллической решетки калиевых полевых шпатов, неустойчивой при низких температурах и давлениях. Моноклинная модификация калиевого полевого шпата не имеет зеленой амазонитовой окраски.

1. Б. Ф. Ормонт. Изв. ЛЭТИ, **64**, 10—35 (1968).
2. М. Борн, М. Гепперт-Майер. Теория твердого тела, М — Л., ОНТИ, 1938.
3. М. Борн, Хуан Кунь. Динамическая теория кристаллической решетки, М. — Л., ИЛ, 1958.
4. А. А. Воробьев. Физические свойства ионных кристаллических диэлектриков. Кн. 1, Изд. ТГУ, Томск, 1960.
5. А. А. Воробьев. Физические свойства ионных кристаллических диэлектриков. Кн. 2, Изв. ТГУ, Томск, 1961.
6. D. F. C. Morris. Acta Crystallograf., **9**, 196 (1956).
7. M. L. Huggins. J. Chem. Phys., **5**, 143 (1937).
8. Б. М. Шакин. Природа, **8**, 52 (1968).

### § 7. КОРРЕЛЯЦИЯ ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИХ СВОЙСТВ ПОЛИМЕРОВ И СТЕКЛА С ЭНЕРГИЕЙ СВЯЗИ МЕЖДУ ЧАСТИЦАМИ

В природе, среди горных пород, в естественном состоянии встречаются стеклообразное состояние вещества и полимеры. Представляется интересным установление научных основ классификации при описании физических свойств этих материалов в достаточно общем виде.

Возможность научной классификации физических свойств ионных соединений с помощью энергии кристаллической решетки позволила поставить вопрос об аналогичной классификации — неорганических и органических полимеров. В основу классификации свойств полимеров можно так же, как и для кристаллов, принять величину сил и энергии взаимодействия между структурными единицами, образующими полимер, на которые он распадается при разрушении.

В силикатном стекле [1] между окислами устанавливаются химические связи, которые приводят к образованию структурных групп, построенных из треугольников, тетраэдров, октаэдров и вообще полиэдров  $RO_2$ , формирующихся вокруг катионов металлов и неметаллов. R-полиэдры связаны между собой общими ионами кислорода и в пределах одной группы, т. е. кристаллита, довольно правильно ориентированы друг относительно друга. Объем полиэдров зависит от химической природы окислов и от радиусов ионов. Замена одних катионов другими меньшего радиуса или большей валентности сопровождается возрастанием связи в стекле.

При нагревании стекла изменяется объем полиэдров, сформированных вокруг катионов одного из элементов. Это вызывает изменение объемов соседних полиэдров, входящих в тот же кристаллит, но сформировавшихся около катиона другого элемента. Для больших взаимодействий, характерных при образовании химически устойчивого силиката, увеличение

объема полиэдра одного элемента приводит к уменьшению полиэдров другого элемента.

На рис. 1, а и б показано изменение температурного коэффициента расширения окислов в стекле с атомным номером металла в интервале 20—550°C. Наибольший коэффициент расширения имеют окислы щелочных металлов.

С увеличением валентности и сил связи уменьшается температурный коэффициент линейного расширения. Поэтому коэффициент термического расширения окислов двухвалентных металлов меньше, чем одновалентных. С увеличением атомного номера металла и уменьшением энергии решетки окисла растет коэффициент термического расширения.

Температурный коэффициент линейного расширения стекла связан с его химическим составом. Коэффициент линейного расширения характеризует энергию связи в окислах и в стеклах.

Более сильные связи в литиевой системе стекол определяют их меньший коэффициент термического расширения.

Увеличение энергии связи между структурными элементами в стеклах сопровождается возрастанием температуры и теплоты стеклования  $Q$  (рис. 3), термической, механической и химической устойчивости стекла и уменьшением угла потерь  $\text{tg} \delta$ , электропроводности  $\sigma$ , смещением области аномальной депрессии диэлектрической проницаемости диэлектрических потерь в область более высоких температур.

Одна из перечисленных характеристик, связанная с силами взаимодействия, может быть принята за меру их.

Для органических полимеров с увеличением температуры стеклования  $T_g$  уменьшается коэффициент термического расширения  $\alpha$  (рис. 4) и относительного удлинения при рас-

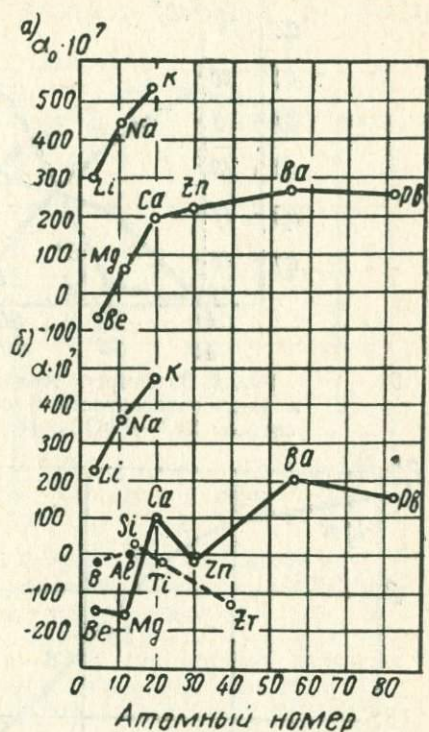


Рис. 1. Зависимость коэффициента термического расширения окислов в стекле атомного номера металла в интервале 20—420° и 25—90°C по [1]

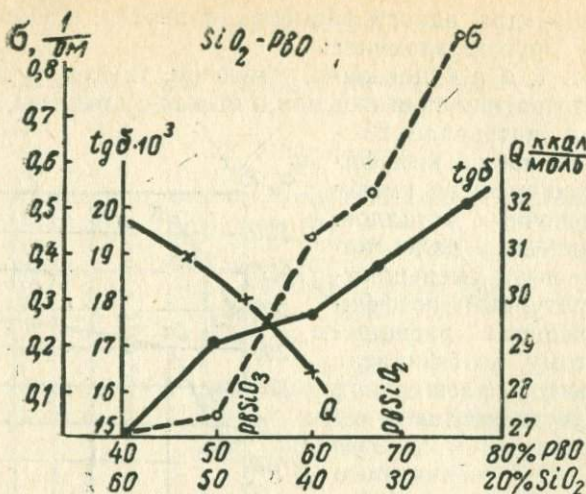


Рис. 2. Зависимость теплоты стеклования  $Q$ ,  $tg \delta$  и электропроводности  $\delta$  от состава для стекл системы  $SiO_2-PbO$  по [К. А. Водопьянову]

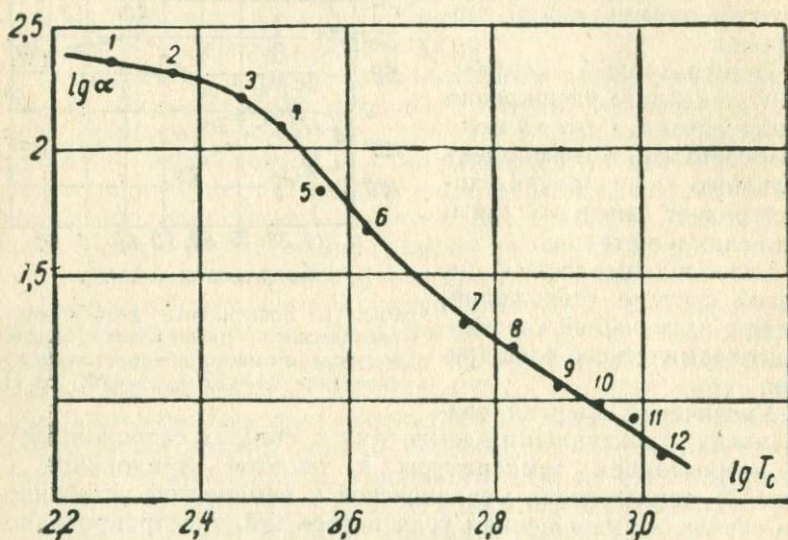


Рис. 3. Зависимость коэффициента линейного расширения  $\alpha$  10<sup>-6</sup> полимеров от температуры стеклования  $T_{co}$  К. 1 — полиэтилен, 2 — полихлорпрен, 3 — саран, 4 — поликапролактан, 5 — полистирол, 6 — поливинилкарбазол, 7 — стекло состава  $Na_2O$  30%,  $K_2O$  20%,  $SiO_2$  50%; 8 — стекло состава  $Na_2O$  30%,  $SiO_2$  70%; 9 — стекло состава  $Na_2O$  23%,  $CaO$  10%,  $SiO_2$  67%; 10 — стекло состава  $Na_2O$  15%,  $CaO$  25%,  $SiO_2$  60%; 11 — стекло состава  $Na_2O$  8%,  $CaO$  25%,  $SiO_2$  67%; 12 — стекло состава  $CaO$  30%,  $SiO_2$  70% по [7]

тяжении; возрастают предел текучести при растяжении  $\sigma$  (рис. 5), модуль упругости и плотность. Эти закономерности справедливы для органических и неорганических полимеров и сополимеров в аморфном и кристаллическом состоянии.

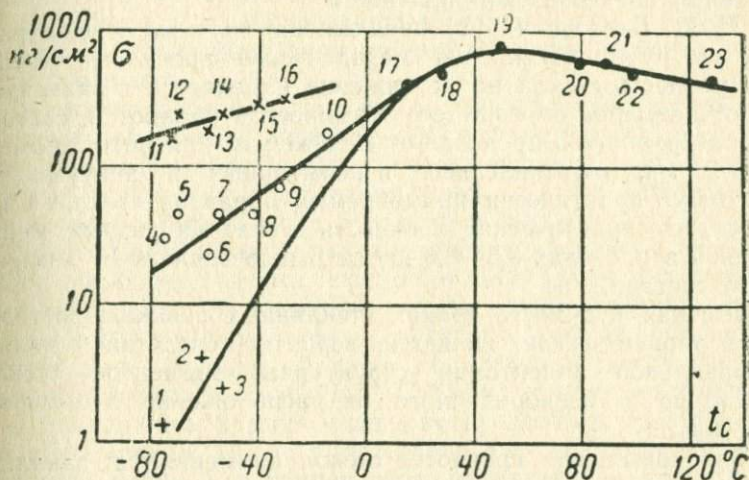


Рис. 4. Зависимость предела прочности при растяжении  $\sigma$  полимеров от температуры стеклования  $T_c^\circ\text{C}$  + каучук: 1—СКС-10 (стирол-дивинильный каучук, 10% стирола); 2—СКС-30,3 СКБ (бутадиеновый каучук); O—вулканизиты; 4—СКС-10 и СКБ; 5—полиизобутатилен; 6—СКВ (бутадиеновый каучук); 7—СКС-30; 8—СКН-26 дивинил-нитрильный каучук, 26% нитрила; 9—СКН-40; 10—каучук бутадиенхлорвинилдиеновый 30/70 X. Резины; 11—СКБИ, 12—СКС-10 и НК; 13—бутилкаучук и СКВ; 14—СКС-30 и СНК-18; 15—СКН-26; 16—СКН-40; 17—сополимер хлорвинила с хлорвинилдиеном (саран); 18—поливинилацетат; 19—поликапроликатам, поливинилбутирол; 20—полиметилметакрилат, полихлорвинил, эбонит; 21—поливиниловый спирт; 22—полистирол; 23—полидихлорстирол (по [7])

Из рис. 4 следует, что при переходе от стекла 7 к стеклу 8 и замещении одновалентного калия на четырехвалентный кремний, а также замещения натрия кальцием при переходе от стекла 9 к 10, 11, 12 происходит увеличение сил связи и повышение температуры стеклования.

Полимеры, характеризующиеся малой величиной молекулярных сил и, следовательно, низкой температурой стеклования, являются каучуками. Полимеры с высокой температурой стеклования применяются для изготовления пленок и волокон. Промежуточная группа применяется для получения пластмасс. Таким образом, температура стеклования может служить для схематической классификации полимеров.

Существенный практический интерес представляет улучшение механической прочности силикатного стекла. В силу взаимосвязи всех характеристик стекла повышение его механической прочности должно сопровождаться также увеличением электрической прочности.

С. М. Бреховских [2] предложены научные основы разработки путей повышения механической прочности стекла.

Прочность стекла на растяжение изменяется в зависимости от размеров образца, его термической обработки, состояния поверхности в пределах от 1000 кг/мм<sup>2</sup> для нитей диаметром 2 мк, изготовленных и испытанных в вакууме до 3,5 кг/мм<sup>2</sup> практически применяемых образцов стекла. Считается, что практическая прочность стекла на разрыв, меняющаяся в пределах 3,5—8,0 кг/мм<sup>2</sup>, мало зависит от химического состава.

Высокая прочность тонких стеклянных волокон, достигающая теоретической, является, вероятно, следствием также и правильной ориентации структурных элементов стекла в отличие от беспорядочного их расположения в обычных изделиях.

Для повышения прочности стекол применяются: закалка, химическая обработка поверхности, устраняющая трещиноватость, ослабляющую образец, создание в стекле кристаллической структуры и создание стеклопластических материалов.

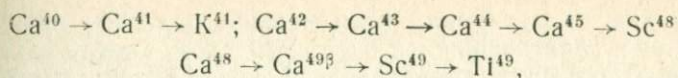
Наличие в стекле кристаллического каркаса, связанного стекловидной фазой, повышает механическую и термическую устойчивость и жаропрочность стекла.

Возможны следующие пути повышения механической прочности стекла.

После воздействия частиц высоких энергий структура твердых тел, кроме полимеров, обычно ослабляется за счет увеличения ее дефектности. Работами П. А. Савинцева и Е. К. Завадовской [3] показано, что в некоторых случаях при облучении излучением, смещающим атомы со своих мест (нейтронами, протонами), происходит отжиг дефектов, улучшение структуры тела и его свойств. Прочность связи и устойчивость в общем повышаются.

Прочность связи в твердых телах возрастает при уменьшении ионного радиуса частиц, образующих структуру [4].

При облучении стекла нейтронами могут происходить ядерные реакции. На ядрах атомов, входящих в состав стекла Mg, Ca, Sr, Al, Na, K, Rb и проч., в результате ядерных превращений образуются новые элементы, среди которых могут быть и частицы меньших размеров. При нейтронном облучении кальция образуются калий, титан и скандий, имеющие меньшие атомные и ионные радиусы, чем кальций. Направление радиоактивных переходов указано ниже :



Облучение стекла гамма-лучами приводит к ионизации и появлению в нем свободных электронов, к возбуждению связанных электронов, образованию атомных центров и центров окраски. Влияние облучения на механические свойства стекла не изучалось.

Возможно предположить, что и у силикатных стекол при действии облучения может быть осуществлено сшивание цепей, как это наблюдается у органических стекол и силиконовых полимеров. У последних в результате действия облучения сильно повышаются твердость и теплостойкость.

Некоторые неорганические соединения, например, сульфид калия, обладают связями, сходными со связями в органических молекулах. В сульфиде кадмия ионы кадмия и ионы серы образуют ионную связь, а деформированная внешняя электронная оболочка образует ковалентные связи так же, как в органических молекулах. Сульфид кадмия растворяется в стекле. Ионы кадмия и серы распределяются в структурной сетке стекла. После прогревания такого стекла до температуры, близкой к температуре размягчения, происходит образование молекул  $\text{CdS}_2$ , вызывающих окрашивание стекла в желтый цвет. Возможно, что при образовании таких молекул возрастает механическая прочность стекла.

При воздействии давлений  $10^6 \div 10^8$  атм деформируются электронные оболочки атомов, электрические поля соседних ядер накладываются одно на другое. Уменьшается связь электронных оболочек соседних атомов со своими ядрами, и появляется связь с соседним ядром. При таком давлении и величине энергии электронов они потеряют связь со своим ядром и получат возможность свободного перемещения в структуре, которая перейдет в металлоподобное состояние.

Многие стекла по опытам [5] после непродолжительного воздействия давлением  $10^5$  атм имели плотность более высокую, чем до прессования. Отжиг приводил к снижению плотности опрессованных стенок до нормальной величины.

Н. Н. Михайлов [6] наблюдал, что после воздействия давлением  $\approx 200$  тыс. атм плотность стекла повышалась на 6,5—7,5%.

При помещении силикатного стекла, содержащего ионы Na, K, расплав солей лития происходит обмен ионов щелочных металлов. Ионы лития диффундируют в стекло, а ионы натрия и калия в расплав соли лития. На поверхности стекла образуется слой толщиной порядка 0,1 мм, обогащенный ионами лития.

Так как радиус иона лития меньше радиусов натрия и калия, то в образовавшемся слое силы связи между частицами будут больше, а температурный коэффициент линейного расширения меньше, чем в нижележащих слоях. Поэтому при охлаждении стекла внутренние силы стекла сжимаются сильнее внешних, в которых образуются сильные термические напряжения, сжимающие стекло.

В силикатных стеклах, содержащих глинозем, ионы лития образуют на поверхности стекла структуру типа  $\beta$ -сподумен, в результате происходит уменьшение температурного коэффициента линейного расширения поверхностных слоев стекла, так как  $\beta$ -сподумен имеет отрицательный температурный коэффициент расширения.

Неорганические стекла, вероятно, состоят из непрерывной структурной решетки анионов и катионов. Органические вещества состоят из агрегатов и длинных цепных молекул, которые в стекловидном и кристаллическом состоянии удерживаются силами Ван-дер-Ваальса.

Введение в неорганическое стекло органических молекул высокой теплоемкости даст возможность получить неорганическое стекло высокой механической прочности.

Упругость кристаллов и упругость полимеров имеют различную физическую природу. Кристаллы при упругой деформации изменяют запас энергии. Эластичные полимеры при деформации изменяют форму своих молекул, например, высокая эластичность резины определяется раскручиванием растягивающими внешними силами скрученных в хаотические кубики длинных молекул такой структуры.

Можно изготовить такое вещество, состоящее из переплетенных между собой большого числа тонких волокон и из неорганического стекла.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Д. И. Демкина. Стекло. Керамика. 10, 11 (1960).
2. С. М. Бреховских. Стекло и керамика. 7, 25 (1960).
3. А. А. Воробьев. Физические свойства ионных кристаллических диэлектриков, кн. 1. Изд. ТГУ, Томск, 1960.
4. А. А. Воробьев. Изоляционные свойства, прочность и разрушение диэлектриков. Новосибирск, Изд. СО АН СССР, 1960.
5. V. W. Bridgeman, G. Simon. S. Appl. Phys., 24, 405 (1953).
6. Н. Н. Михайлов. Природа, 2, 82 (1955).
7. Н. И. Воробьев. Электричество, № 3, 75, 1960.

## § 8. ЭНЕРГИЯ СВЯЗИ ЧАСТИЦ, РАВНОВЕСНАЯ КОНЦЕНТРАЦИЯ ТЕПЛОВЫХ ВАКАНСИЙ И СТРУКТУРНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНЫЕ СВОЙСТВА ТЕЛ

Физическая классификация типов кристаллических решеток исходит из того, какие частицы находятся в их узлах. Твердое тело представляет собой квантовомеханическую систему многих сильно взаимодействующих между собой частиц. По этой причине частицы в твердом теле в значительной мере утрачивают свои индивидуальные свойства, и вместе с тем система частиц получает новые коллективные свойства твердого тела, которые определяются его химическим составом, физической структурой и внешними условиями.

Энергия взаимодействия между частицами, образующими твердое тело, от которой зависят его физические свойства, определяется положением элементов — компонент, входящих в соединения, в таблице Д. И. Менделеева.

Типы химической связи до некоторой степени обуславливают тип кристаллической структуры вещества и определяют многие физические свойства кристаллов. Поэтому некоторые авторы считали возможным тип химической связи положить в основу классификации кристаллических соединений. Г. Б. Бокий указывает несостоятельность такой классификации, потому что между различными типами химической связи нет резких границ: один тип связи постепенно переходит в другой. Реальные вещества большей частью представляют собой случаи смешанных типов химической связи.

Тип химической связи и внешние условия определяют многие физические свойства веществ, в том числе термические, механические, электрические и радиационную стойкость.

По наблюдаемым физическим свойствам кристаллов и их изменениям судят о типе химической связи. Прочность кристаллических веществ возрастает с увеличением их твердости и повышением температуры плавления. В ряду однотипных веществ с изменением их состава наблюдается одновременное увеличение твердости и повышение температуры плавления. В сложных кристаллических структурах с различными типами химической связи некоторые свойства, например, механическая прочность органических соединений, зависят только от одного слабейшего типа связи — межмолекулярной. Более прочные внутримолекулярные связи при этом значения не имеют. Наоборот, оптические свойства органических кристаллов зависят, главным образом, от внутримолекулярных сил, а вандерваальсовы силы связи при изучении оптических свойств можно не принимать во внимание. Ионные кристаллы с их однообразной ионной связью дают наиболее простое

соответствие между физико-химическими свойствами вещества и его химическим составом.

Физические свойства веществ подразделяют на структурно-чувствительные и структурно-нечувствительные. Принято считать, что первые зависят от атомной структуры кристаллов и ее нарушений, вторые, главным образом, от электронного строения и типа химической связи в решетке. Примером структурно-чувствительных свойств служат механические свойства вещества, примером структурно-нечувствительных — оптические свойства веществ. Оптические свойства зависят от химических связей, определяющих существование кристаллической структуры.

Точечные дефекты вакансий при тепловом движении соединяются друг с другом, образуя комплексы вакансий. При более высокой температуре эти комплексы могут распадаться на изолированные вакансии.

Таким образом, концентрация дефектов данного типа в решетке является результатом статистического равновесия процессов образования и залечивания их.

Я. И. Френкель в двадцатых годах ввел в науку понятие о дефектах решетки [1]. Он предполагал, что при нагревании решетка сохраняет свой каркас со многими изъянами до тех пор, пока концентрация дефектов ниже, чем некоторая предельная. После того, когда концентрация дефектов превысит предельно допустимую, при которой еще сохраняется свойство твердого тела, оно расплавляется. Теперь, когда известно, что вакансии в решетке могут возникать и при других внешних воздействиях: пластической деформации, облучении, действии электрического поля, можно гипотезу Я. И. Френкеля принять к рассмотрению разрушения твердых тел и под действием других факторов.

Кристаллическая решетка всегда имеет дефекты в виде вакантных узлов, внедренных в межузлия атомов, равновесная концентрация которых зависит от свойств самой структуры и внешних условий [2, 3, 4].

Вакансии в решетке образуются под действием температуры, механической нагрузки, излучений и электрического поля. В каждом случае имеются некоторые свои особенности как в образовании нарушений решетки, так и протекании разрушения тела.

Теоретически и экспериментально, пожалуй, более детально изучены процессы образования нарушений при нагревании и облучении. Физически менее ясны картины образования вакансий при пластической деформации и в электрическом поле.

При комнатной температуре атомы тела колеблются с частотой  $\nu_0 \approx 10^{13}$  сек<sup>-1</sup>, и средняя энергия колебательного движения атома составляет  $E_{\text{ср}} = kT$ .

Промежуток времени между двумя последовательными флуктуациями энергии некоторой величины  $E_{\text{фл}}$  выражается отношением энергии флуктуации к средней тепловой энергии, т. е.  $E_{\text{фл}}/E_{\text{ср}}$

$$\Delta t = \frac{1}{\nu_0} \exp \frac{E_{\text{фл}}}{kT}. \quad (1)$$

Атом, энергия которого значительно превышает среднюю, может преодолеть энергетический барьер связи со своими соседями и изменить свое положение в решетке. Если он находится вблизи поверхности тела, то такой атом может испариться, покинуть объем тела. Атом с избыточной энергией может покинуть место в узле решетки и перейти в межузлие или, наоборот, из межузлия перейти в узел решетки.

Скорости таких переходов определяются температурой тела и величиной той энергии, которую атом должен приобрести, чтобы иметь возможность изменить свое состояние. В общем скорость таких флуктуационных процессов растет с уменьшением промежутка времени  $\Delta t$ .

Величина энергии атома, имея которую он получает возможность менять свое положение, измеряется величиной потенциального барьера в решетке.

Если энергия атома меньше величины потенциального барьера, то атом не изменяет своего положения в решетке. Если энергия атома равна или больше величины потенциального барьера, то атом может изменять свое положение в решетке. Многие макроскопические процессы в твердых телах испарение, диффузия, спекание тел, вязкое течение, ионная электропроводность и проч. происходят в результате последовательной совокупности отдельных атомно-молекулярных перемещений, и тогда эффективное время протекания таких активационных процессов, связанных с перемещением атомов или ионов, описывается выражением

$$t_{\text{эфф}} \simeq \frac{1}{\nu_0} \exp \frac{U_0}{kT}, \quad (2)$$

где  $U_0$  — потенциальный барьер при рассматриваемом процессе активации, или энергия активации этого процесса.

При термической, радиационной или механической обработке материала тип кристаллической решетки, т. е. ближний порядок в расположении атомов не изменяется, поэтому не изменяется и энергия их междуатомной связи, т. е. величина потенциального барьера  $U_0$ .

При такой обработке меняются размеры областей с совершенной решеткой, меняется взаимное расположение таких областей.

В качестве характеристики нарушения решетки и кинетики разрушения тела под нагрузкой принимается величина равновесной концентрации вакансий и ее изменение под действием разрушающего фактора, т. е. температуры, дозы облучения, механической нагрузки, электрического поля.

Если при каком-то внешнем воздействии на щелочногалогидный кристалл происходит отделение электрона от аниона, то при этом получается также и дырка, которая вместе с электроном образует простейший дефект решетки — экситон по Я. И. Френкелю. Нейтральный атом галоида покидает узел решетки в результате тепловых флуктуаций.

Образование вакансии происходит в результате электронно-дырочного и экситонного процесса.

Образование и повреждение решетки протекают одинаково при термической ионизации, ионизации ударом или ионизации при больших давлениях [2].

Структурно-чувствительные свойства тел определяются равновесной концентрацией тепловых вакансий. Б. Ф. Ормонт [2] исследовал изменение ее значения в некоторых простых веществах и химических соединениях. Максимальная величина концентрации  $C_T$  тепловых вакансий по Шоттки связана со значением и давлением пара простых веществ в виде:

$$\lg C_T = \lg P_T + \frac{(1+p)\Omega_T}{4,575T} + \Delta B_T = \lg P_T + \frac{0,67\Omega_T}{4,575T} - 5 = \lg P_T + Z, \quad (3)$$

где  $\Omega$  — энергия атомизации,

$P$  — давление пара,

$p$  — часть связей, разрываемых при образовании вакансий.

Энергия образования вакансий  $E_f$  может быть определена с помощью уравнения

$$C_T = A \exp\left(-\frac{E_f}{kT}\right) = g_i \exp\left(\frac{S_f}{T}\right) \exp\left(-\frac{E_f}{kT}\right), \quad (4)$$

где  $S_f$  — энтропия,

$g_i$  — статистический вес.

В табл. 2 представлены значения  $E_f$ ,  $\Omega$  и  $C_T$  для некоторых химических элементов при 298°K.

Вероятно, следует обратить внимание, что значение концентрации вакансий в металлах, приведенное в табл. 2,

Таблица 1

Элемент	Т пл. °К	$\Omega_{208}$ ккал/2-ат	$-\frac{\Omega_{208}}{4,575T}$	$-\frac{\Delta S_{208}}{4,575}$	lg P+		Z	lg C <sub>T</sub> по [16]
					рас- чет	экспе- ри- мент		
1	2	3	4	5	6	7	8	9
Ga	303	64,7	-46,7	+6,6	-40,1	-40,0	+21,8	-18,20
Sn	505	72,2	-31,3	+6,1	-25,2	-25,2	+16,0	-9,20
In	429	56,7	-28,9	+6,3	-22,6	-21,8	+14,4	-7,4
Li	454	38,4	-18,6	+5,8	-12,8	-12,8	+7,5	-5,3
Pd	601	46,9	-17,1	+5,7	-11,4	-11,4	+6,2	-5,2
Al	932	75,0	-17,6	+7,1	-19,5	-10,6	+6,1	-4,5
Hg	234	14,7	-13,7	+5,1	-8,6	-8,7	—	—
Cs	302	18,4	-13,3	+4,8	-8,5	-8,6	—	—
Au	1336	87,7	-14,3	+6,9	-7,4	-7,6	+4,2	-3,4
Pt	2043	132,8	-14,2	+7,8	-6,4	-6,5	+3,2	-3,3
Cu	1353	80,9	-13,0	+6,9	-6,1	-6,3	+3,4	-2,9
Nb	2770	172,5	-13,6	+7,9	-5,7	-6,1	+3,8	-2,3
Ag	1234	68,1	-12,1	+6,8	-5,7	-5,5	+2,8	-2,7
Ta	3270	186,5	-12,5	+7,5	-5,0	-5,1	—	—
W	3650	201,9	-12,1	+7,3	-4,8	-4,4	+2,6	-1,8
Cd	595	26,8	-9,9	+6,1	-3,8	-3,8	+1,4	-2,4
Zn	693	31,3	-9,9	+6,2	-3,7	-3,7	+1,4	-2,3
Co	1768	83,1	-10,2	+7,9	-3,3	-2,7	—	—
Ni	1728	81,0	-10,2	+7,9	-3,3	-2,6	—	—
Sr	1043	39,1	-8,2	+5,6	-2,5	-2,6	—	—
Cb	1123	42,1	-8,2	+5,9	-2,3	-2,4	+0,4	-2,0
Mg	2176	93,3	-94,4	+7,8	-1,6	-2,0	+0,4	-1,6
Lu	1934	76,4	-8,3	+7,0	-1,3	-1,6	—	—
Cd	1600	51,7	-7,1	+7,0	-0,1	-0,6	—	—
		83,6	-11,4		-4,3			

Таблица 2

Элемент	$E_{f,эв}$	$\Omega_{эв}$	$P_{ср}$	C <sub>T</sub>	
				эксперимент.	расчет по (17)
1	2	3	4	5	6
Pb	0,59	2,0	0,29	$1,5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-6}$
Al	0,75	—	—	$9,4 \cdot 10^{-4}$	—
	0,79	3,21	0,24	—	$3,2 \cdot 10^{-5}$
	0,76	—	—	$3,0 \cdot 10^{-4}$	—
Au	0,94	—	—	—	—
	0,82	—	—	$2,1 \cdot 10^{-3}$	—
	0,98	3,7	0,25	$7,2 \cdot 10^{-4}$	$4,0 \cdot 10^{-4}$
	0,95	—	—	—	—
	0,97	—	—	$2,7 \cdot 10^{-4}$	—

1	2	3	4	5	6
Pt	1,2	—	—	$10^{-4}-10^{-3}$	—
	1,23	—	—	$10^{-4}-10^{-3}$	—
	1,4	5,1	0,26	$5 \cdot 10^{-4}$	$5 \cdot 10^{-4}$
Cu	1,39	—	—	—	—
	1,0	—	—	—	—
	1,05	3,4	0,28	$3,8 \cdot 10^{-4}$	$1,1 \cdot 10^{-3}$
	1,09	—	—	—	—
	1,10	2,9	0,38	$1,7 \cdot 10^{-4}$	$2,0 \cdot 10^{-3}$
	1,01	—	—	—	—
Cd	1,06	—	—	—	—
	—	1,15	—	—	$4,0 \cdot 10^{-3}$
Zn	—	1,33	—	—	$5,0 \cdot 10^{-3}$
Nb	2,04	7,28	0,28	$1,2 \cdot 10^{-2}$	$0,5 \cdot 10^{-2}$
W	3,14	7,85	0,40	$2,7 \cdot 10^{-2}$	$1,6 \cdot 10^{-2}$

на много порядков превышает значения, приводимые другими авторами. По Я. Е. Гегузину [3], следующая табл. 3 дает представления об относительных количествах дефектов в решетке меди при различных температурах в  $0^{\circ}\text{C}$ :

Таблица 3

	$0^{\circ}$	$500^{\circ}$	$1000^{\circ}$
Одиночные вакансии	$10^{-18}$	$10^{-6,5}$	$10^{-3,9}$
Пары вакансий	$10^{-29}$	$10^{-10}$	$10^{-6,3}$
Атомы в междузлиях	$10^{-180}$	$10^{-65}$	$10^{-39}$

Эти концентрации на много порядков ниже величин, приводимых Б. Ф. Ормонтом.

Из табл. 2 следует, что с увеличением значения величины  $\Omega$  растут также и значения  $E_f$  и  $C_T$ . Ранее сделанный нами для ионных соединений теоретический вывод, что с увеличением энергии связи в решетке вакансии труднее образуются, но они также и труднее отжигаются [4], является справедливым и для металлов.

Б. Ф. Ормонт по формуле

$$C_T = A \exp\left(-\frac{E_f}{2kT}\right).$$

подсчитал концентрацию  $C_{MO}$  двойных вакансий в окислах металлов, представленную в табл. 4.

Максимальная концентрация двойных вакансий  $C_{MO}$  в окислах металлов при 298°K по [5],

Таблица 4

Соединения	$\Omega_{MO}$	$D_{MO}$	$a_D$	$S_{MO}$	$a_s$	$E_{MO}$	$a_E$	$\lg c_{MO(298)}$
MgO	238,9	101,0	0,424	137,9	0,576	55,2	0,231	-16,2
SrO	252,3	112,9	0,447	139,4	0,553	55,8	0,221	-16,5
BaO	239,7	138,0	0,577	101,7	0,423	40,7	0,170	-10,9
CaO	253,7	115,4	0,455	138,3	0,545	55,3	0,218	-16,3
TiO	293,7	157,0	0,529	133,3	0,471	55,6	0,187	-16,4
VO	284,5	143,6	0,523	133,9	0,477	54,4	0,191	-15,9
MnO	219,6	97,0	0,443	122,5	0,557	49,0	0,223	-14,0
FeO	220,0	97,0	0,441	123,0	0,559	49,2	0,223	-14,1
NiO	197,9	93,0	0,497	93,9	0,503	40,0	0,202	-10,7

где  $a_D = \frac{D_{MO}}{\Omega_{MO}}$  — отношение энергии диссоциации молекулы окисла металла ( $M_O$ ) к энергии атомизации  $\Omega_{MO}$  при 298°K,

$$a_s = \frac{S_{MO}}{\Omega_M},$$

где  $S_{MO}$  — энергия сублимации молекул  $M_O$

$$a_E = \frac{E_{MO}}{\Omega_{MO}},$$

где  $E_{MO}$  — энергия образования двойных вакансий в решетке  $M_O$ .

Заметим, что  $\Omega_{[AB]} = -\Delta H_{[AB] \rightarrow (A)+(B)}$  и  $\Omega_A = -\Delta H_{(A) \rightarrow (A)}$ . В ряду гомологичных соединений значения  $\Omega, S, \Delta G$  (энергии сублимации),  $S_{\Delta G}$  и  $\Delta H = -\Omega$  располагаются в одинаковой последовательности.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Ф. Ормонт. Изв. ЛЭТИ, **64**, 10—35 (1968).
2. Б. Ф. Ормонт. ДАН СССР, **153**, 1115 (1963).
3. Я. Е. Гегузин. Макроскопические дефекты в металлах, ГНТИ по черной и цветной металлургии, Москва, 1962.
4. А. А. Воробьев. Электронные и ионные свойства щелочногалогенидных кристаллов. Томск, Изд. ТГУ, 1968.
5. Б. Ф. Ормонт. ДАН СССР, **166**, 1393 (1966).

## § 9. ТЕОРЕТИЧЕСКАЯ СТРУКТУРНО-НЕЧУВСТВИТЕЛЬНАЯ И ИЗМЕРЕННАЯ СТРУКТУРНО-ЧУВСТВИТЕЛЬНАЯ ПРОЧНОСТИ ТЕЛ

Два возможных способа разрушения твердых тел «катастрофический» и с подготовительными процессами в литературе противопоставляются друг другу и взаимно исключаются. В зависимости от условий разрушения возможно осуществить разрушение или одним способом, или другим. В связи с этим интересно рассмотреть законы разрушения твердого тела при условии подготовительных процессов или катастрофического разрушения.

Идеально совершенная кристаллическая решетка может быть разрушена в случае, если: 1) разрываются силы связи между ее частицами или 2) исчезают силы связи в решетке, например, в ионной решетке ионы превращаются в атомы или становятся ионами одного знака. Разрушение дефектной решетки реального кристалла может произойти теми же путями, что и решетки идеального кристалла. Кроме того, кристалл может разрушиться, когда концентрация дефектов в решетке достигнет некоторой предельной величины, при которой твердое тело уже не может больше сохранять свои свойства. Теория кристаллической решетки позволяет вычислить величину прочности идеальной решетки, когда разрушение происходит в отсутствие каких-либо вторичных процессов, возникающих под действием разрушающего фактора.

Разрушение идеальной решетки рассматривается как мгновенное катастрофическое явление, возникающее в теле по достижении величиной разрушающего фактора величины, равной прочности тела. В том случае, когда в теле при действии разрушающего фактора могут протекать какие-либо физические процессы, то разрушению тела может предшествовать нарушение его структуры и значительное снижение измеренной прочности [1, 2].

Разрушение твердого тела представляется как многостадийный физический процесс. Начальными стадиями его могут являться образование вакансий и связанных с ними дислокаций, объединение вакансий в двойки, тройки и т. д., образование облаков дислокаций, т. е. микроповреждения решетки. При нагревании кристалла точечные дефекты коагулируют в решетке, образуя макроскопические поры [3].

При длительном нагружении твердого тела активационный процесс нарушения структуры, возможно и разрушения твердого тела, представляется как процесс, определяемый тепловым движением атомов, протекание которого связано с флуктуациями тепловой энергии частицы.

Приложенное внешнее напряжение раздвигает атомы тела и снижает потенциальный барьер. Такая схема процесса разработана Я. И. Френкелем в теории тепловой ионизации атомов в присутствии внешнего электрического поля [4].

Вследствие тепловых флуктуаций энергии атомов понижение потенциального барьера за счет действующей силы может оказаться достаточным для разрушения связей между атомами тела. С повышением напряжения и понижением потенциального барьера экспоненциально растет число случаев разрыва межатомных связей.

Внешняя сила, действующая на тело, создает направленность процесса разрушения связей. В отсутствии напряжения распад связей и их восстановление находятся в статистическом равновесии, поэтому процесс разрушения тела не развивается.

Под действием внешней силы стимулируется распад связей и затрудняется их восстановление, поэтому развивается необратимый процесс разрушения тела.

Роль внешней силы в разрушении тела сводится к тому, чтобы создать возможность для проявления тепловых энергетических флуктуаций. Нарушение же связи между частицами и распад тела происходит за счет тепловых энергетических флуктуаций, вызывающих перемещение атомов. По активационной теории определяющим разрушение тела и нарушение структуры является то, что уже существует в теле, а именно колебания его частиц. Внешние причины в виде механической нагрузки, электрического поля, облучения, нагревания нарушают статистическое равновесие в решетке и создают предпочтительное направление для роста энтропии системы. При наличии таких условий энергетические флуктуации в колебаниях атомов разрушают межатомные связи.

Интересная обстановка возникает при температурах абсолютного нуля, когда тепловые колебания частиц тела исключаются, остаются только квантовые колебания, величина которых не зависит от температуры. При этих условиях активационный механизм разрушения тела исключается. Очевидно, что активационное разрушение твердых тел за счет тепловых флуктуаций не может объяснить разрушения тел при температурах вблизи абсолютного нуля. В этом случае разрушения, возможно, происходит путем:

- 1) разрыва связей за счет механических усилий или ponderomotorных сил в электрическом поле;
- 2) действием ионизирующих излучений, высокого давления при неравномерном распределении напряжений в теле и высокой напряженности электрического поля создается

высокая концентрация свободных электронов в решетке, что повышает свободную энергию системы и уменьшает ее устойчивость.

Поляризирующее действие электронного заряда оказывает экранирующее действие в отношении распределения электронной плотности в решетке и приводит к тому, что силы связи между ионами ослабляются, что приводит к разрушению тела.

Действующая внешняя сила повышает запас свободной энергии тела и тем самым увеличивает энергетические флуктуации, а следовательно, растет их роль в нарушении связей между частицами тела. Каждый из этих двух процессов способствует активации нарушения связи между частицами и разрушению тела. Таким образом, внешняя сила понижает высоту потенциального барьера для активационного процесса нарушения связи между атомами и, во-вторых, повышает внутреннюю энергию системы, ее энтропию. Следствием этих процессов является увеличение энергетических флуктуаций для атомов, приводящих к оставлению ими своих равновесных мест в решетке.

Активационные процессы в решетке должны усиливаться при действии внешних условий, повышающих концентрацию вакансий, усиливающих их перемещение. Например, радиационные повреждения тела, находящегося в электрическом поле или при механической нагрузке, будут развиваться более интенсивно.

При высокой концентрации свободных электронов они с ионами в узлах решетки или междуузельными ионами образуют плазму. Вещество из твердого состояния переходит в состояние плазмы. Структура теряет устойчивость. Тело в этих участках разрушается.

Можно рассмотреть следующие состояния процессов образования и залечивания дефектов в решетке, когда:

1) скорость образования дефектов будет меньше скорости залечивания дефектов, тогда концентрация дефектов будет уменьшаться;

2) когда скорость накопления дефектов будет равна скорости залечивания дефектов, тогда будет поддерживаться стационарная концентрация дефектов;

3) скорость накопления дефектов больше скорости их залечивания. В этом случае будет происходить накопление дефектов. Концентрация дефектов будет нарастать, следовательно  $\frac{dn_b}{dt} > 0$ , как это указано на рис. 1, где представлена зависимость концентрации вакансий от времени.

$$n_b = f(t).$$

Вначале процесс накопления дефектов протекает медленно. С увеличением числа повреждений и уменьшением числа неповрежденных узлов с течением времени процесс ускоряется и становится катастрофическим [1].

Катастрофическое нарастание повреждений решетки является уже качественно новой стадией, которая приводит к разрушению решетки. Лавинообразный процесс накопления дефектов решетки можно описать с помощью известного математического аппарата, развитого в теории ударной ионизации или лавинообразных процессов с коэффициентом размножения дефектов больше единицы.

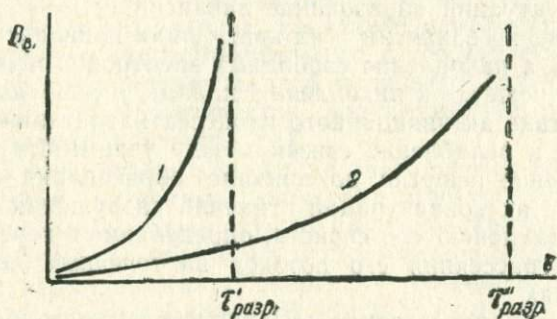


Рис. 1. Зависимость концентрации дефектов от времени их накопления

Время  $t_{разр}$  до наступления катастрофического нарастания повреждений можно назвать временем до разрушения (предразрушения) [2]. Случаи 1 и 2 соответствуют условиям внешнего воздействия, при которых не происходит накопления повреждений, и тело не будет разрушено. Следовательно, величина действующего фактора будет меньше величины прочности тела.

В третьем рассмотренном случае тело будет разрушено. Чем больше величина действующего внешнего фактора, тем меньше будет время до разрушения тела.

При рассмотрении процесса накопления дефектов в решетке с учетом образования и залечивания дефектов возникает понятие о прочности тела, как величине внешней нагрузки, при которой нарушается равновесие между скоростью образования дефектов и скоростью залечивания и начинается накопление дефектов.

При механической нагрузке, высоких давлениях появляются свободные электроны и происходит образование плазмы и флуктуационное разрушение тела [2].

Кривая накопления концентрации центров окраски, т. е. дефектов решетки представляет собой замедленное изобра-

жение кинетики накопления нарушений решетки [3] при ее нагружении.

В стадии накопления повреждений структуры кинетическая кривая для накопления концентрации дефектов является стационарной.

Когда начинается лавинообразный процесс размножения дефектов решетки, то процесс уже переходит в стадию разрушения тела.

Схематически этот процесс представляется одинаковым при механическом, тепловом, электрическом, радиационном и оптическом разрушениях тел. Акт первый — это отщепление электрона, образование дырки и экситона, а затем путем тепловых флуктуаций образование вакансии.

Накопление вакансий и их коагуляция приводит к образованию пор, а накопление свободных электронов и смещенных анионов в решетке к накоплению плазмы и разрушению тела как следствие активационного процесса нарастания дефектов структуры и ослабление связей между узлами структуры.

Нарушение решетки по причине образования дефектов, нарастание их концентрации и начало разрушения тела приведут к изменению его свойств, определяемых переносом вещества, и рассеяния его потоков на точечных дефектах и дислокациях.

Флуктуационная теория разрушения тел разработана для плавления и разрушения при механической нагрузке, а также диффузионных процессов.

Нарастание концентраций вакансий и внедренных атомов вызывает расширение тела, увеличение ионной электропроводности, самодиффузии и уменьшение фононовой теплопроводности. Из температурной зависимости расширения тела можно определить изменение концентрации вакансий и внедренных атомов, изменение энергии активации этого процесса.

Увеличение концентрации вакансий при пластической деформации сопровождается скачкообразным повышением электропроводности. Следует также ожидать возникновения и других эффектов [2], связанных с появлением дефектов структуры.

Постепенный разрыв связей между ионами и выход их из узлов можно оценивать путем измерения поглощения света, которое обуславливается анионными вакансиями или изменением кривой накопления центров окраски.

Образование катионных вакансий можно оценивать путем измерения структурно-чувствительной ионной электропроводности [2].

Таким образом, дается связь между электропроводностью и механической нагрузкой, электрической прочностью и механической нагрузкой, которая наблюдалась в исследованиях [6].

Изменение концентрации вакансий должно приводить также к изменению электронных свойств ионных кристаллов и, в частности, электронной составляющей электропроводности, концентрации центров окраски и процессов люминесценции, связанных с дефектами решетки.

В электрическом поле возможно образование вакансий за счет ударной ионизации электронами. Еще в тридцатых годах в работах А. Хиппеля, А. Ф. Вальтера и Л. Д. Инге, А. А. Воробьева и других разрабатывалась гипотеза о наличии в ионных кристаллах преимущественных кристаллографических направлений, по которым электроны могут пробегать весьма большие расстояния и накапливать значительную энергию. Последние годы это явление, названное каналированием, получило хорошую экспериментальную и теоретическую разработку. Следствия теории ударной ионизации получили экспериментальное и теоретическое подтверждение в Томском политехническом институте [7].

Можно рассмотреть следующие два процесса образования анионных или катионных вакансий. Электрон с высокой энергией вызывает однократную или многократную ионизацию аниона. Возможна также повторная ионизация катиона. Электрон, имеющий малую энергию — горячий электрон, может быть захвачен катионом. В том и другом случае образуются нейтральные атомы, энергия которых после взаимодействий будет превышать среднюю тепловую.

Последнее обстоятельство будет способствовать тому, что нейтральный атом под действием тепловых флуктуаций покинет узел решетки. Как известно, гипотеза ионизации анионов объясняет много фактов, но встречает и существенные возражения.

В результате ионизации аниона происходит удвоение числа электронов, а следовательно, и экспоненциальный рост электронного тока. Это явление наблюдалось экспериментально.

Образование катионных вакансий и процесс рекомбинации электрона с катионом должны иметь следствием увеличение концентрации дырочных центров, увеличение самодиффузии металла, ионной электропроводности.

Рекомбинации катиона и электрона должны сопровождаться уменьшением электронного тока при малых энергиях электронов, когда происходит их локализация, и возрастанием ионной электропроводности, что уже противоречит эксперименту. Однако имеются и другие объяснения.

В связи с указанным представляет интерес исследование вероятности и энергетики процесса рекомбинации электрона с катионным узлом.

Заметим, что процессы локализации электрона на эффективном положительном заряде анионной вакансии в решетке, т. е. образование F-центров происходит легко.

Катастрофическое разрушение возможно только при кратковременной нагрузке, длительность которой должна быть меньше продолжительности элементарных актов, подготовляющих разрушение, т. е. в пределе меньше длительности процессов в возбужденных молекулах. В другом случае разрушению предшествуют подготовительные процессы, например, при механическом разрушении (диффузионные, дислокационные) или другие процессы (ползучесть).

Идеальный кристалл под действием силы может деформироваться пластически, без нарушения кристаллической структуры. Скольжение происходит по кристаллографической плоскости с наиболее плотным заполнением атомами. Скольжение начинается под действием критической величины скалывающего касательного напряжения для данной плоскости. Разрушение наступает после сдвига атомной плоскости на половину расстояния между положениями устойчивого равновесия [8, 9, 10].

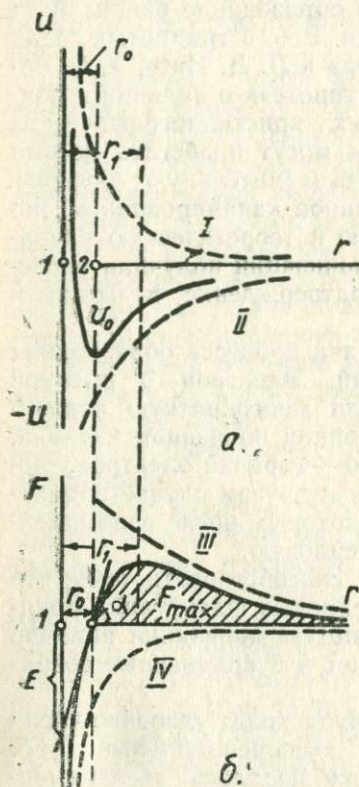


Рис. 2. Потенциальная энергия (а) и межатомная сила (б) как функции расстояния  $r$  между двумя атомами (схемы): I — энергия отталкивания, II — энергия притяжения, III — силы притяжения, IV — сила отталкивания по [10]

соседними частицами в равновесной решетке соответствует минимуму энергии частицы  $U_{мин}$ , при этом общая сила, действующая на частицу, равна нулю:  $F_0 = 0$ . При растяжении решетки энергия частицы  $U_r$  возрастает, появляется сила  $F$ , действующая на частицу, она также растет до некото-

рого максимального значения  $F_1$ , при  $r=r_1$ . Значению  $r_1$  соответствует точка перегиба по кривой  $U(r)$ . При дальнейшем растяжении решетки сила  $F(r)$  уменьшается. В соответствии с изменением силы  $F$  от 0 до  $F_{\max}$  происходит изменение внешних растягивающих напряжений, вызывающих растяжение решетки.

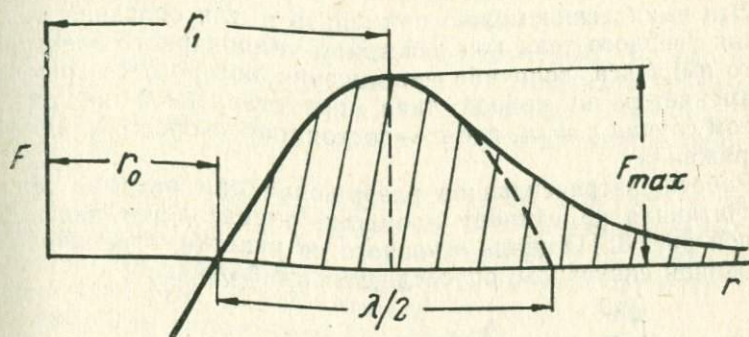


Рис. 3. Межатомная сила  $F$  как функция расстояния между двумя атомами (схема) по [10]

Максимальная сила воздействия  $F$  с соответствует теоретической прочности структуры в данных условиях при растяжении или других видах разрушения, связанных с нарушением сплошности тела и его разделением на отдельные части, например, электрическом пробое, термическом разрушении — испарении или плавлении. Максимальное удлинение при разрыве системы составит

$$x_{\max} = r_1 - r_0.$$

На рис. 3 кривая, выражающая силу  $F$ , действующую на частицу со стороны решетки, приближенно заменена участком синусоиды (пунктир).

$$F = F_{\max} \cdot \sin \frac{\pi x}{(r_1 - r_0)}, \quad (1)$$

или

$$F = F_{\max} \cdot \sin \frac{2\pi x}{\lambda}, \quad (2)$$

где

$$\lambda = 2(r_1 - r_0).$$

Для начальной части кривой в пределах линейного изменения силы  $F$  по закону Гука

$$F = -\alpha x \approx E \frac{x}{r_0}, \quad (3)$$

где  $E$  — модуль упругости. Можно написать

$$E = r_0 \operatorname{tg} \gamma. \quad (4)$$

Величины  $E$  и  $\gamma$  определяются на рис. 3 касательной в точке с координатами  $(0 \cdot r_0)$ .

Расчет теоретической прочности тела при изменении действующей силы согласно рис. 3, б и рис. 2 описан [9 и 10].

Эти вычисления можно применить и для описания разрушения твердого тела под действием униполярного электрического импульса, величина напряжения которого со временем  $t$  изменяется по кривой типа, представленной на рис. 3. В этом случае  $r = vt$ , где  $v$  — постоянная скорость изменения напряжения.

Работа, затраченная на разрушение при разрыве тела и рассчитанная на единицу площади, определяется площадью кривой рис. 3. Площадь основного ее участка, ограниченного половиной синусоиды, определяется приближенно:

$$\int_0^{\lambda/2} F_{\max} \cdot \sin \frac{2\pi x}{\lambda} \cdot dx = \frac{\lambda}{\pi} \cdot F_{\max}. \quad (5)$$

При хрупком разрушении работа, затраченная на разрушение, идет на образование свободных поверхностей, которым соответствует поверхностная энергия  $2U_s$ . Поэтому

$$\frac{\lambda}{\pi} \cdot F_{\max} = 2U_s. \quad (6)$$

Откуда

$$F_{\max} = \frac{2\pi U_s}{\lambda}.$$

Из (2) имеем

$$\frac{dF}{dx} = F_{\max} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} \cos \frac{2\pi x}{\lambda}.$$

Так как в начальной части кривой рис. 3

$$\cos \frac{2\pi x}{\lambda} \approx 1,$$

то

$$\frac{dF}{dx} \approx \frac{2\pi}{\lambda} \cdot F_{\max}. \quad (7)$$

Из (3) имеем

$$\frac{dF}{dx} = \frac{E}{r_0}. \quad (8)$$

Из (7) и (8) имеем

$$\frac{2\pi}{\lambda} \cdot F_{\max} = \frac{E}{r_0}. \quad (9)$$

Величины теоретической механической прочности при упругом растяжении и хрупком разрушении определяются выражением:

$$F_{\text{макс}} = \frac{E}{r} \cdot \frac{\lambda}{2\pi} = \left( \frac{E}{r_0} \cdot U_s \right)^{1/2}. \quad (10)$$

Из уравнения (10) следует, что  $F_{\text{макс}}$  растет с увеличением поверхностной энергии  $U_s^{1/2}$ , а следовательно, и энергии решетки и энергии атомизации, и уменьшением параметров решетки  $r_0$ . Эти следствия из уравнения (10) находятся в удовлетворительном согласии с экспериментальными данными [11].

При хрупком разрушении тела время разрушения не входит в формулу (10). Разрушение без предварительных процессов происходит со скоростью, зависящей от скорости распространения упругой волны в теле, которая является характеристикой тела, а не условием его нагружения.

Величина механической прочности тела, вычисляемая из выражения (10), измеряет собственную структурно-нечувствительную величину прочности структуры.

Из приведенного рассмотрения возможен также и обратный вывод. Если величины измеряемой прочности зависят от времени нагружения или имеется зависимость времени до разрушения от величины нагрузки, то разрушению тела предшествуют некоторые подготовительные процессы. Измеряемая в таких условиях величина прочности является структурно-чувствительной величиной и зависит от условий нагружения [12].

Подставляя в (10) значения

$$E = 10^{-1} \text{ дин/см}^2; U_s = 10^3 \text{ эрг/см}^2, r_0 = 3 \cdot 10^{-8} \text{ см},$$

получим

$$F_{\text{макс}} \approx 5 \cdot 10^4 \text{ дин/см}^2 \approx 5 \cdot 10^8 \text{ Г/см}^2.$$

Практически измеряемая прочность при разрыве на 3—4 порядка ниже теоретической, получаемой на основании (10). Величину прочности на разрыв порядка теоретически ожидаемой получили при испытании бездислокационных кристаллов кремния «кусов», а также при испытании на разрыв образцов из Al при температуре, близкой к 0°K [13].

Противоречие между известной временной зависимостью прочности твердых тел, с одной стороны, и гипотезой о катастрофическом мгновенном протекании процесса разрушения при достижении критической величины нагрузки, с другой, могут быть устранены, если исходить из факта временной зависимости прочности, учитывать кинетику протекания процесса разрушения и считать, что для разрушения тела нужна

не постоянная величина разрушающего фактора, а постоянная величина энергии.

Для разрушения тела необходимо затратить постоянную величину энергии  $U$ , равную произведению экспозиции  $t_{\text{разр}}$  на мощность  $N$ , выделяемую в разрушаемом объеме, т. е.

$$U = Nt_{\text{разр}}. \quad (11)$$

С уменьшением экспозиции  $t_{\text{разр}}$  возрастает величина мощности  $N$ , которая пропорциональна квадрату амплитуды разрушающего напряжения  $\sigma^2$ .

$$U = Nt_{\text{разр}} \approx \sigma^2 \cdot t_{\text{разр}} = \text{const}. \quad (12)$$

Откуда величина амплитуды разрушающего напряжения и экспозиции оказываются связаны условием

$$\sigma = t_{\text{разр}}^{-0,5}. \quad (13)$$

Зависимость (13) согласуется также со следующими общими физическими соображениями. С увеличением механической прочности тела и напряжений в решетке подвижность дислокаций быстро растет. В таком случае время разрушения, время накопления нагружений структуры и подготовка разрушения тела сокращаются.

Уменьшение времени экспозиции должно сопровождаться возрастанием подводимой мощности.

Следовательно, из общих энергетических соображений следует, что с уменьшением времени до разрушения  $t_{\text{разр}}^{\text{де}}$  величина импульсной, механической, электрической или температурной прочности при испарении тела должна расти [7].

Величина энергии, необходимой для разрушения тела, и его прочность растут с увеличением энергии связи между частицами тела. Из условий постоянства (12) получается, что с увеличением прочности тела время до его разрушения  $t_{\text{разр}}$  уменьшается, а скорость процесса разрушения растет.

Условие (10) формально описывает катастрофическое разрушение тел. В этом случае скорость разрушения определяется распространением упругих волн в теле, которая является величиной, постоянной для данного тела. Она растет с увеличением прочности связи между частицами тела.

При динамическом нагружении величина разрушающего фактора быстро растет.

Процесс разрушения тела может заканчиваться при величине разрушающего фактора, значительно превышающей истинную прочность тела. Величина энергии связи между частицами тела и энергии его разрушения является постоянной. Рассматриваемый эффект увеличения измеряемой импульсной прочности следует рассматривать как «приборный

эффект», связанный с условиями опыта, а не с сутью явления разрушения в рассматриваемом случае.

По теории механического разрушения твердых тел, определенной в [14], время разрушения в условиях ползучести или хрупкого разрушения уменьшается с увеличением запаса упругой энергии всего тела при действующей разности напряжений.

Время разрушения уменьшается с увеличением напряжения в данной точке.

По Гриффитсу [15] и А. Ф. Рейду [16] следует, что процесс образования разрывов в твердом теле сопровождается выделением упругой энергии, значение которой возрастает с увеличением размеров трещины.

Образование разрывов в твердых телах сопровождается упругими волновыми процессами, поэтому между энергией этих процессов и размерами разрывов может существовать связь. Следует ожидать, что более высоким амплитудам упругих колебаний тела будут соответствовать большие размеры трещин. Поэтому распределение во времени энергии упругих волновых процессов, возникающих при образовании трещин в горных массивах, может отображать динамику разрушения горных пород. Такое заключение было сделано [17] по данным сейсмоакустических процессов, сопровождающих разрушение пород при одноосном сжатии и разрушении угольного массива под действием горного давления. Устойчивость твердых структур должна повышаться с увеличением сил связи, действующих между частицами. Были проведены исследования изменений свойств простых веществ в твердом состоянии и кристаллов щелочногалогидных солей в зависимости от коэффициента жесткости связи его частиц [14, 18]. С увеличением расстояния между ионами на величину  $dr$  квазиупругая сила  $F$ , действующая между ними, совершает внешнюю работу, и энергия системы изменяется на величину  $dU = F \cdot dr$ . При малом изменении параметра решетки  $dr = r - r_0$  полная энергия системы  $U(r) = U(r_0 + \delta \cdot r)$  может быть представлена в виде разложения в ряд:

$$U(r) = U(r_0) + \frac{1}{2} \left( \frac{d^2 U}{dr^2} \right)_{r=r_0} \cdot \delta r^2. \quad (13)$$

Линейный по  $\delta r$  член исчезает из-за условия равновесия

$\left( \frac{dU}{dr} \right)_{r=r_0} = 0$ . Сила, действующая на частицу по (13), будет

$$F = - \left( \frac{d^2 U}{dr^2} \right)_{r=r_0} \delta r. \quad (14)$$

Коэффициент квазиупругой силы

$$\alpha = \left( \frac{a^2 U}{dr^2} \right)_{r=r_0} \quad (15)$$

является показателем жесткости системы. Частота  $\nu$  при гармоническом колебательном движении материальной точки с массой  $m$  определяется условием

$$\nu = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{\alpha}{m}}. \quad (16)$$

Величина  $\alpha$  связана с характеристической температурой  $\Theta$  уравнением

$$\Theta_0 = \frac{h\nu_{\max}}{\kappa}, \quad (17)$$

где  $\nu_{\max}$  — максимальная частота упругих колебаний решетки,

$\kappa$  — постоянная Больцмана,

$h$  — постоянная Планка.

Из (16) и (17) получили

$$\alpha = 4\pi^2 \frac{\kappa}{h} m \cdot \Theta. \quad (18)$$

Коэффициент жесткости  $\alpha$  определяется прочностью связи частиц, образующих решетку, и характеризует тепловые и механические свойства тел. Модули упругости связаны с характеристической температурой  $\Theta^\circ$  [18].

$$\Theta = \frac{h}{\kappa} \left( \frac{9N}{4\pi} \right)^{1/3} \cdot \frac{K^{2/3}}{M^{1/3} \cdot \rho^{1/3} \cdot F^{1/3}(\mu)}, \quad (19)$$

где  $K$  — модуль объемной упругости,

$M$  — произведение атомного веса вещества  $A$  на число атомов в элементарной ячейке,

$\rho$  — плотность вещества,

$\mu$  — коэффициент Пуассона,

$N$  — число молекул в грамм-молекуле  $6,023 \cdot 10^{23}$  и

$$F(\sigma) = \left[ \frac{1+\mu}{3(1-\mu)} \right]^{1/3} + 2 \left[ \frac{2}{3} \frac{(1+\mu)}{(1+2\mu)} \right]^{3/2}. \quad (20)$$

Так как  $\frac{M}{\rho N} = r_0^3$ , то из условия (18) следует

$$K = \frac{F^{2/3} \cdot (M)}{C \cdot r_0} \cdot f, \quad (21)$$

где  $r_0$  — параметр решетки,  $C = 6,868 \pi^{4/3}$ .

Модуль упругости  $E$  и модуль сдвига  $G$  связаны с модулем объемной упругости всестороннего сжатия  $K$ .

$$E = 3[1 - 2\nu] \cdot \alpha \text{ и } 3K[1 - 2\nu] = 2G(1 + \nu). \quad (22)$$

Г. А. Конторова и Я. И. Френкель [18] рассматривают пластическую деформацию в кристаллической решетке как сдвиг цепочки атомов относительно соседней цепочки на расстояние, равное параметру решетки  $r$ . Взаимодействие атомов смещаемого слоя с соседними обуславливает затухание сдвига в рассматриваемой цепочке атомов. Сдвигу, распространяющемуся с постоянной скоростью  $W$ , отвечает определенное значение полной энергии системы [18].

Рассмотрено смещение двух бесконечных цепочек атомов в решетке. Решение уравнения движения атомов одной цепочки относительно другой показывает, что одномерная цепочка атомов кроме малых колебаний около положения равновесия может смещаться как цепь на расстояния, кратные параметру решетки  $a_0$  со скоростью, меньшей скорости звука в данном теле. Смещение цепочки атомов происходит путем последовательного сдвига на расстояния, равные  $r_0$  параметру решетки. Влияние периодического поля атомов подложки на движение цепочки атомов обуславливает торможение движения и затухание сдвига [18].

В некоторых кристаллографических направлениях возможны смещение цепочки атомов на расстояния, меньшие  $a_0$ , и переход в положение, симметричное относительно некоторой плоскости. Такой переход вызывает двойникование.

Приведенное теоретическое описание механизмов пластической деформации путем скольжения или двойникования говорит об идентичности этих двух механизмов. Различными являются начальные и конечные положения атомов.

Теория Г. А. Конторовой и Я. И. Френкеля [18] дает наиболее вероятные положения плоскости и направления распространения сдвига. Критерием, определяющим этот процесс, являются минимальные амплитуды тангенциальной составляющей силы, действующей со стороны подложки на атом данного атома [18].

Теоретическая прочность ионного кристалла, по Я. И. Френкелю и Г. А. Конторовой, определяется величиной напряжения, обуславливающей одновременный сдвиг большего числа ионов на расстояние, равное параметру решетки по какой-нибудь поверхности скольжения и разрыва связей при этом [18].

Величина предельной теоретически допустимой деформации, после которой происходит разрушение решетки, составляет несколько процентов и достигает для металлов 20%. Критические значения скалывающих напряжений имеют по-

рядок  $G/2\Pi$ , а нормальных напряжений приблизительно  $0,1 E$ , где  $E$  и  $G$  модули Юнга и сдвига соответственно [18].

Энергия взаимодействия атомов в решетке простых тел характеризуется теплотой испарения  $Q_n$ . Теплота испарения простых тел в зависимости от положения элемента в системе Д. И. Менделеева изменяется так же, как и произведение  $A\theta^2$ . Это является следствием или постоянства коэффициента  $\alpha$ , или его изменения с той же периодичностью, что и рассматриваемых величин  $A\theta^2$  и теплоты испарения (рис. 9).

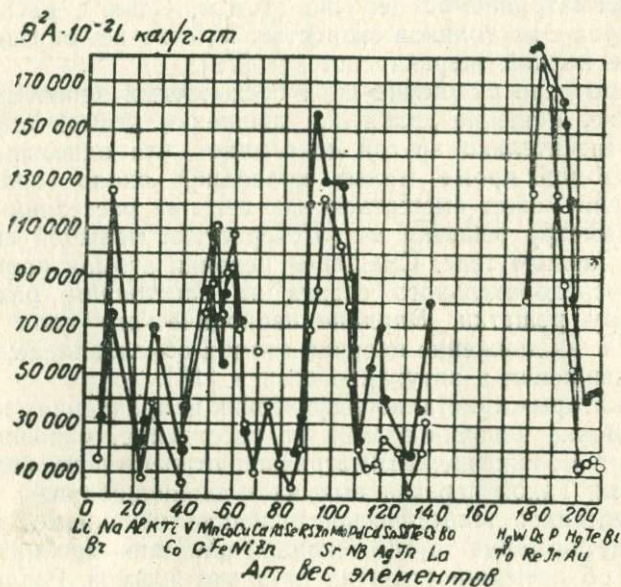


Рис. 4. Изменение теплоты испарения  $L$  и величины  $A\theta^2$  в зависимости от атомного веса элементов по [19].

● —  $\alpha$ , ○ —  $A\theta^2$

Порядок расположения металлов по прочности химической связи соответствует их расположению по величинам модуля упругости и твердости [19].

Коэффициенты квазиупругой силы изменяются при переходе от элемента к элементу в таблице Д. И. Менделеева периодически, так же как и другие характеристики.

Теплота испарения элементов и характеристическая температура связаны между собой. Их величина определяется положением элементов (рис. 4).

Для кристаллов щелочногалоидных солей наблюдается зависимость их свойств от коэффициента жесткости связи  $\alpha$  его частиц.

С увеличением произведения  $A\Theta^2$ , а следовательно, и коэффициента жесткости связи ионов в кристаллах возрастают модуль упругости, теплота плавления, электрическая прочность соединений и коэффициента теплопроводности; уменьшается температурный коэффициент линейного расширения и поляризуемость [17].

Металлы с большим значением квазиупругой связи имеют высокие значения механических свойств при невысоких температурах [17].

С возрастанием квазиупругой силы в общем растут энергия активации и характеристическая температура.

Механические свойства твердых тел связаны с характером и прочностью межатомной связи и наличием внутренних напряжений. Кроме того, они определяются термодинамическим состоянием вещества.

Так как многие физические и химические свойства простых тел, в том числе и твердых металлов, являются периодическими функциями атомного номера элемента, эти свойства твердых тел оказываются также взаимосвязанными.

Наличие взаимосвязи различных физических и механических свойств твердых тел помогает в изучении закономерностей изменения каких-либо свойств, например, механических. С другой стороны, это означает, что изучение, например, электрических свойств диэлектриков плодотворно не может развиваться в отрыве от изучения закономерностей изменения других свойств тела, например, оптических и в отрыве от развития физики твердого тела [11]

Упругие постоянные чувствительны к изменению состояния электронов в решетке и указывают на характер и прочность межатомной связи. Температурная зависимость упругих постоянных позволяет судить об изменении силы и энергии связи частиц при изменении расстояния между ними и о возможном проявлении вязкого скольжения на границах зерен в поликристаллических телах.

Упругие постоянные аналитически связаны с энергией решетки. Поэтому существует корреляция между упругими постоянными и теплотами сублимации, плавления, энергией активации, самодиффузии и другими характеристиками твердого тела.

Модули упругости, предел прочности при растяжении и твердость связаны с изменением теплосодержания металлов [9, 11].

Корреляции между различными характеристиками твердых тел и энергией связи между его частицами могут дать практически важные закономерности для описания свойств тел в целом и их классификации, частные закономерности без

описания физической сущности и элементарных процессов, определяющих свойства в целом.

Из формул теорий, описывающих разрушение как катастрофическое явление, наступающее при достижении разрушающим фактором величины, равной прочности тела, не следует зависимости прочности от экспозиции и скорости разрушения от прочности тел. При учете кинетики развития процесса разрушения в формулах теории появляется гиперболическая или экспоненциальная зависимость между временем разрушения и величиной разрушающего фактора. Уменьшение стойкости тел с увеличением времени до разрушения наблюдается экспериментально при механическом, электрическом (пробой) и температурном (испарение) разрушении твердых тел.

Эта закономерность является следствием необходимости затраты на разрушение постоянной величины энергии, которая для ионных соединений равна энергии решетчи [7].

При энергетическом описании разрушения твердого тела можно условно выделить три стадии: нарушение структуры, развитие этого процесса и накопление нарушений и повреждение структуры, накопление повреждений и разрушение тела. В процессе динамического разрушения скорость подвода энергии равняется или превышает скорость ее поглощения.

В стадии накопления повреждений процесс может протекать также в условиях, когда подводимая мощность равняется расходуемой. В таком случае разрушение происходит при неизменной величине разрушающего фактора, механического напряжения. При условии, что требуемая для разрушения потребляемая мощность превышает мощность источника, тогда разрушение протекает в нестационарных условиях при уменьшающейся величине амплитуды. В завершающейся стадии расходуется большая часть энергии, необходимой для разрушения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Воробьев. Труды конф. по радиац. физике. Изд. ТГУ, Томск, 1970.
2. А. А. Воробьев. Ионные и электронные свойства щелочногалонидных кристаллов. Томск, Изд. ТГУ, 1968.
3. Б. В. Будылин, Ю. Ф. Козлов. ФТГ, 6, 1573 (1964).
4. Я. И. Френкель. Электричество, 8, 13, 1947.
5. А. А. Воробьев. Центры окраски в щелочногалонидных кристаллах. Томск, Изд. ТГУ, 1968.
6. А. А. Воробьев, Е. К. Завадовская. Электрическая прочность твердых диэлектриков. ГИТТЛ, М., 1956.
7. А. А. Воробьев, Г. А. Воробьев. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М., Изд. «Выш. школа», 1967.
8. Атомный механизм разрушения. М., Металлургиздат, 1963.
9. К. А. Осипов. Вопросы теории жаропрочности металлов и сплавов. Изд. АН СССР, М., 1960.

10. Petch Progress en Metal Physics London, 5, 1954.
11. А. А. Воробьев. Физические свойства ионных кристаллических диэлектриков. Изд. ТГУ. Томск, 1960.
12. А. А. Воробьев. Механические и тепловые свойства щелочно-галогидных кристаллов. М., Изд. «Высш. школа», 1968.
13. О. В. Клявин, А. В. Степанов. ФММ, 8, 2, 274 (1959).
14. Б. М. Ровинский Изв. АН СССР, ОТН, 9, 55 (1956).
15. Л. М. Каганов. Изв. АН СССР, ОТН, Мех. и маш-е, № 5, 88 (1960).
16. Griffith A. Phil Frang. Roy. Soc. A, 221, 1921.
17. Э. Робертс. Когда сотрясается Земля. Мир, Москва, 1966.
18. А. Г. Константинова. Изв. АН СССР, сер. геофиз. № 11, 1581 (1960).
19. Г. А. Конторова, Я. И. Френкель. ЖЭТФ, в. 1, 89 (1938).
20. Н. Н. Сирота. ДАН СССР, 59, 933 (1948).

## § 10. ФИЗИЧЕСКИЕ ОСНОВЫ ОБРАБАТЫВАЕМОСТИ И ИЗНОСА МАТЕРИАЛОВ

До недавнего времени обработка материалов вполне определялась совокупностью и последовательностью операций снятия излишков с заготовки при изготовлении изделия или изменения формы заготовки при обработке давлением.

Обработка материалов связывалась с диспергированием веществ, преимущественно путем резания.

Затем развились методы обработки изделий путем спекания. В этом случае необходимые формы и размеры изделий получают не путем разрушения части объема обрабатываемого тела, удаления этого материала, а путем сращивания отдельных изолированных кусков материала в единый блок, образующий изделие.

Таким образом, способы обработки материалов в настоящее время нельзя ограничить только операциями по разрушению материалов и удалению продуктов разрушения, но надо дополнить или определить отдельно, операциями по спеканию частиц и залечиванию нарушений в образце.

Обрабатываемость материалов является их важнейшей технологической характеристикой. Она определяется стойкостью тел против данного вида воздействия при их обработке. Вероятно, можно указать два направления разработки научных основ обрабатываемости материалов: макроскопические (термодинамические) и атомное (микроскопическое).

Энергетически устойчивость, прочность связей частиц в теле характеризуется энергией решетки, для ионных структур теплотой атомизации, для соединений с ковалентной или металлическими связями, а в полимерах теплотой полимеризации.

Между энергетической характеристикой — прочностью связи в соединениях и характеристиками их механической,

химической, радиационной и тепловой устойчивости, установлены простые корреляции.

Результаты теоретических и экспериментальных исследований позволили сделать вывод, что с увеличением энергетической устойчивости соединения растут и его механическая, химическая и тепловая и радиационная устойчивость [1].

Физические, химические свойства и устойчивость простых тел, а также химических соединений определяются характером межатомного взаимодействия, энергией связи и обусловленной ими структурой. Периодическая система химических элементов Д. И. Менделеева является основой для понимания природы химической, межатомной связи в твердых телах. Положение простых тел, входящих в химическое соединение, в периодической таблице Д. И. Менделеева определяет как электронную структуру изолированных атомов, так и распределение электронной плотности, межатомные расстояния, структуру и физические свойства твердых тел [2, 3].

Таким образом, устойчивость твердых тел может быть описана в терминах и понятиях статистической физики, электронной теории твердых тел, исходя из заполнения электронных оболочек атомов, мгновенного или усредненного распределения электронной плотности в кристаллической решетке или с помощью термодинамических характеристик энергии решетки, энергии атомизации или теплоты стеклования для полимеров.

По экспериментально определенным значениям распределения электронной плотности вычисляют теплоты атомизации и теплоты образования ковалентных полупроводниковых соединений.

Силы взаимодействия и динамические свойства решетки определяются типом химической связи между атомами кристалла.

Зная силы, действующие на атомы при их смещениях, можно вычислить спектр собственных частот и амплитуд колебаний решетки, модули упругости и пьезоэлектричества, тензор диэлектрической проницаемости, температурную зависимость теплоемкости, оптические характеристики кристаллов в инфракрасной области спектра и частично величину взаимодействия фононов с носителями тока. Справедлива и обратная постановка задачи. Изучение перечисленных характеристик тел дает материалы для суждения о силах взаимодействия между атомами и природе химической связи в данном веществе [5].

Энергетические основы обрабатываемости материалов следует строить, исходя из того, что в процессе разрушения материала происходит разделение его на куски или превращение тела в пар [6—11]. Поэтому последовательность в об-

рабатываемости материалов может определяться термохимическими свойствами материала. Макроскопические свойства материалов различаются на структурно-чувствительные и структурно-нечувствительные. В частности, вследствие большой зависимости механической прочности твердых тел от дефектов структуры, их прочность на много порядков меньше величины, теоретически возможной.

Процесс обработки будет происходить лучше для материалов, имеющих меньшую энергию решетки или энергию атомизации.

Для ионных структур имеется простая связь с энергией решетки значений: температуры плавления, дебаевской температуры, поверхностной энергии, параметра решетки, собственными колебаниями решетки, тепловыми, оптическими, механическими и другими характеристиками. Поэтому можно установить корреляцию обрабатываемости с термохимическими и другими характеристиками материалов, например, температурой плавления, параметром решетки и проч. [12].

Е. К. Завадовской и Л. А. Прудниковой, изучавшими обработку тел поверхностными разрядами, установлено, что в ряду гомологических щелочногалоидных соединений обрабатываемость улучшается с уменьшением энергии решетки. Такие же закономерности для обрабатываемости электрическими искрами были получены для многих минералов и стекол с ионной структурой.

Для тел с ковалентными связями обрабатываемость будет улучшаться с уменьшением значения энергии атомизации, а также будет существовать корреляция с температурой плавления, теплотами плавления, испарения, сублимации и растворения и другими физическими характеристиками соединений [13].

Обрабатываемость пластмасс, в том числе и стекол, будет улучшаться с уменьшением теплоты и температуры полимеризации (стеклования) [14]. Этим общим термодинамическим требованиям, установленным нами ранее при изучении связей между химическим составом и свойствами соединений [6—10], удовлетворяют ряды обрабатываемости материалов, найденные Б. Р. Лазаренко и другими исследователями.

Часть простых тел в периодической системе Д. И. Менделеева является полупроводниками. Их физические и химические свойства в соответствии с изменением электронной структуры и распределением электронной плотности в твердых телах изменяются закономерно.

В простых телах, обладающих полупроводящими свойствами, характерным является заполнение электронной оболочки атомов и образование межатомной связи с участием элект-

ронов. Это важнейшее обстоятельство отличает полупроводники и неметаллы вообще от металлов.

В зависимости от положения простого тела с полупроводниковыми свойствами в системе Д. И. Менделеева закономерно изменяются их термохимические и физические характеристики.

В каждой группе элементов с увеличением номера периода, для элементов полупроводников, с возрастанием номера группы увеличиваются теплоты испарения (атомизации), которые при температуре абсолютного нуля соответствуют энергии решетки, растут величины первых ионизационных потенциалов и сродства к электрону, характеристические температуры, модули всестороннего сжатия, температуры и теплоты плавления, обратные величины межатомных расстояний, обратные величины квадрата диэлектрической проницаемости. Изменяются и другие свойства, связанные с энергией межатомного взаимодействия.

Ширина запрещенной зоны энергий в каждой группе понижается с увеличением номера периода. Для элементов четных групп, находящихся в одном и том же периоде, она выше, чем для рядом находящихся элементов нечетных групп. При этом ширина запрещенной зоны элементов-полупроводников как для четных, так и для нечетных групп растет с повышением номера группы, как это видно из примера элементов, входящих во II и III периоды. Область полупроводников ограничивается в третьей группе во втором периоде, в четвертой группе — в пятом, в пятой группе — в третьем, в шестой группе — в шестом. Это указывает на различие четных и нечетных периодов и соответственно на роль четного и нечетного членов внешних электронов [2].

По исследованиям Г. В. Самсонова [15—17], устойчивость тел с металлическим типом химической связи увеличивается с ростом статистического веса атомов, обладающих стабильными конфигурациями локализованной части валентных электронов, при повышении энергетической устойчивости этих конфигураций и уменьшении коллективизированной части валентных электронов в кристаллах. Повышение статистического веса атомов, обладающих стабильными конфигурациями локализованной части валентных электронов, соответственно сопровождается увеличением термохимических характеристик температуры плавления, теплот атомизации, испарения, сублимации [15—18].

В работах Г. В. Самсонова и его сотрудников разработана физическая теория устойчивости некоторых групп в системе химических элементов Д. И. Менделеева в зависимости от энергетической стабильности электронных конфигураций

электронных состояний в атомах и доли коллективизированных электронов в этих элементах.

Удовлетворительные связи электронной структуры материала и устойчивости при механическом разрушении, электрической эрозии получены для некоторых групп элементов периодической системы [18]. Обрабатываемость материалов, по данным Б. Р. Лазаренко, Н. И. Лазаренко, Е. К. Завадской, А. А. Воробьева, Г. В. Самсонова, И. К. Муха, А. Д. Верхотурова и др., зависит от химического состава материала. Количество снимаемого материала при данных условиях, определяющее его обрабатываемость, растет с уменьшением энергии сцепления частиц в теле. В данном ряду однотипных химических соединений большая энергия связи частиц будет соответствовать телам, имеющим худшую обрабатываемость, например, электроискровым способом.

При наличии такого простого соотношения возможно предложить способ оценки относительной прочности энергии сцепления частиц в телах при сопоставлении их обрабатываемости электроискровым способом. Электроэрозионная обрабатываемость твердых сплавов при изменении их состава, структуры решетки или образовании новых химических соединений будет изменяться. Пользуясь зависимостью между составом и свойством согласно правилам физико-химического анализа, установленным акад. Н. С. Курнаковым, можно будет делать определенные выводы о составе твердого раствора.

Поэтому электроэрозионный метод обработки может служить методом физико-химического анализа сплавов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Воробьев. Изв. вуз. «Физика», 10, 39 (1967).
2. Н. Н. Сирота. Сб. «Химич. связь в полупроводник. и тверд. телах». «Наука и техн.», Минск, 1965, стр. 22.
3. Б. Ф. Ормонт. Изв. ЛЭТИ, 64, 10 (1968).
4. Е. М. Глобов, Н. Н. Сирота. Сб. «Химич. связь в полупроводн. и тверд. телах». «Наука и техника», Минск, 1965, стр. 97.
5. М. Б. Борн и Хуан Кунь. Динамическая теория кристаллической решетки. ИЛ, Москва, 1958.
6. Б. Р. Лазаренко. Электронная обработка материалов. 1, 3 (1967).
7. Б. Р. Лазаренко и Н. И. Лазаренко. Электрообработка материалов. 1, 3 (1966).
8. Б. Р. Лазаренко и Н. М. Лазаренко. Электроискровая обработка токопроводящих материалов. М., Изд. АН СССР, 1958.
9. Б. Р. Лазаренко, Н. И. Лазаренко. Сб. «Проблемы электрической обработки материалов». Изд. АН СССР, 1962.
10. Б. Р. Лазаренко. Электроискровая обработка металлов. Вестн. АН СССР, 1, 16 (1965).
11. Б. Н. Золотых. Физические основы электроискровой обработки металлов. М., ГИТТЛ, 1955.

12. А. А. Воробьев. Физические основы ионных кристаллических диэлектриков. Кн. 1, изд. ТГУ, 1960.
13. А. А. Воробьев. Механические и тепловые свойства щелочно-галогидных кристаллов. М., Изд. «Высшая школа», 1968.
14. А. А. Воробьев, Г. А. Воробьев. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М., Изд. «Высшая школа», 1966.
15. Г. В. Самсонов. Укр. Хим. ж. **31**, 1233 (1965).
16. Г. В. Самсонов, И. М. Муха, А. Н. Крушинский. Электронная обработка материалов. **1**, 28 (1966).
17. Г. В. Самсонов, И. М. Муха. Электронная обработка материалов. **3**, 3 (1967).
18. И. М. Муха. Автореферат канд. диссертации, Киев, 1967.

## § 11. ОБРАБАТЫВАЕМОСТЬ И УСТОЙЧИВОСТЬ МАТЕРИАЛОВ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОЙ ЭРОЗИИ ИЛИ ОБЛУЧЕНИИ

Подвергая материалы воздействию электрического поля или облучая тело, теоретически возможно ожидать осуществления условий, когда от тела будут отделяться атомы, т. е. будет происходить сублимация материала. Можно также создать условия, когда под действием сил электрического поля от тела будут отделяться кусочки разной крупности. Электронскровая обработка материалов позволяет изучать режимы обрабатываемости материалов при различной степени диспергирования материалов. Метод электронскровой обработки материалов представляет большие возможности для экспериментального изучения обрабатываемости материалов [1, 2]. Закономерности обрабатываемости и устойчивости материалов при электрической эрозии или их облучении дают общие научные основы для понимания сопротивления материалов и их обрабатываемости при внешних воздействиях.

Максимальная плотность мощности потока электрической энергии для случая, когда между электродами находится газ при давлении не ниже атмосферного или электролит, достигает в электрической дуге  $10^5$  вт/сек и искровом разряде  $10^{10}$  вт/сек [1].

Физическая атомная теория связывает обрабатываемость материалов с особенностями электронной структуры атомов в кристаллической решетке. Это направление представлено в исследованиях Г. В. Самсонова и его сотрудников [4, 5, 6]. Сущность этой теории можно показать на примере результатов исследований устойчивости металлов переходной группы периодической системы химических элементов и некоторых граничащих с ними металлов. Электронная структура атомов в этих металлах характеризуется недостроенными  $d$ - $S$ - или  $f$ - $d$ - $S$ -электронными оболочками.

При образовании твердого тела часть электронов  $d$ -оболочек атомов локализуется и образует энергетически устой-

чивые конфигурации, а часть электронов остается коллективизированными, участвуя в образовании связей между атомами тела. Часть атомов сохраняет энергетически неустойчивые конфигурации. Для некоторых металлов переходных групп устойчивыми являются состояния  $d^0$ ,  $d^5$  и  $d^{10}$ , а для групп  $f$ -переходных металлов устойчивыми являются  $f^0$ ,  $f^7$  и  $f^{14}$  состояния электронов. Можно указать также, что у атомов неметаллов во время кристаллизации образуются квазиустойчивые конфигурации  $Sp^3$ ,  $S^2p^3$  и устойчивые  $S^2p^6$  [4, 5, 6, 7]. По [4, 6], для атомов  $d$ -переходных металлов энергетически наиболее устойчивым является состояние  $d^5$ , менее устойчивым  $d^{10}$  и наименее устойчивым состояние  $d^0$ .

Энергетическая устойчивость атомов соответствующих состояний электронов  $d$ -оболочек повышается с увеличением главного квантового числа  $n$  валентных электронов в слое  $d$ . Для атомов элементов, у которых устойчивость системы характеризуется состояниями электронов  $Sp$  слоев, энергетическая устойчивость соответствующих электронных конфигураций понижается с увеличением главного квантового числа.

Если для изолированных атомов металлов переходной группы с числом электронов в  $d$ -слое удовлетворяется условие  $nd \leq 5$ , то можно допустить, что локализованные электроны образуют:  $d^0$ - и  $d^5$ -конфигурации. Значение коэффициентов Холла позволяет определить концентрации коллективизированных электронов.

По результатам спектрального исследования распределения валентных электронов в переходных металлах, а также данных по измерению коэффициентов Холла можно определить относительный статистический вес устойчивых  $d^5$ -конфигураций атомов, вошедших в структуру решетки металлических кристаллов. По данным [4, 6], эти значения составляют для Sc — 18%, La — 23%, Ti — 43%, Zr — 52%, Hf — 55%, V — 63%, Cr — 73%, Nb — 76%, Ta — 81%, Mo — 23%, W — 94%.

Для металлов, характеризуемых значениями величины  $nd > 5$ , образование конфигураций связано с делокализацией части валентных электронов и переходом их в коллективизированные нелокализованные состояния в решетке.

Для переходных металлов III группы периодической системы с  $nd < 5$  увеличение значения  $nd$  сопровождается возрастанием вероятности образования устойчивых  $d^{10}$ -конфигураций. Соответственно их статистический вес составляет для Fe — 60,9%, Co — 71,9%, Ru — 70,4%, Rh — 87,3% и Pd — 98,8%.

Для металлов, которые характеризуются значениями  $nd > 5$ , большая часть валентных электронов локализована в конфигурациях  $d^5$  и  $d^{10}$ . Можно указать, что в металлах

доля нелокализованных электронов составляет: для Fe — 19,1%, Co — 18,1%, Ni — 1,4%, Ru — 9,6%, Rh — 2,7%, Pd — 1,2%.

Для металлов, характеризующихся значениями величин  $nd > 5$  при повышении статистического веса атомов, имеющих конфигурации электронных слоев  $d^{10}$ , одновременно понижается вероятность образования энергетически более устойчивых  $d^5$ -конфигураций.

Такое изменение в электронной структуре атомов кристаллической решетки металла сопровождается изменением физических свойств материала и понижением его стойкости при внешних воздействиях. При этом понижается теплота атомизации, плавления, испарения, сублимации, температура плавления; уменьшается микротвердость, увеличивается обрабатываемость материала и, в частности, улучшается электроэрозионная обрабатываемость материала.

Следует ожидать, что при любых видах электронного возбуждения в металлах более легко будут воспринимать внешнее воздействие более слабо связанные с решеткой коллективизированные электроны, чем более сильно связанные электроны, локализованные в атомах с энергетически устойчивыми конфигурациями.

При различных видах внешнего воздействия металлы, характеризующиеся относительно большим содержанием коллективизированных электронов, будут обладать меньшей стойкостью, чем металлы, имеющие относительно меньшее содержание коллективизированных электронов.

Соответственно стойкость переходных металлов против внешнего воздействия будет возрастать с повышением относительного статистического веса электронов в энергетически устойчивых конфигурациях, в частности  $d^5$ .

Обрабатываемость переходных металлов будет понижаться с увеличением статистического веса электронов на  $d^5$ -конфигурациях и повышаться с увеличением доли и концентрации коллективизированных электронов.

Например, при электронной обработке металлов эрозии подвергаются оба электрода. Желательно материал электрода иметь более высокой стойкости, чем материал обрабатываемого изделия, поэтому поиски материалов для электродов высокой стойкости против эрозии при искровой обработке имеют большое практическое значение.

Электрическая эрозия сопровождается распылением материала электрода. В зависимости от режима обработки отделение материала от электрода может происходить микроскопическими кусочками или путем сублимации.

Следовательно, процесс обработки будет характеризоваться величинами, определяющими стойкость этого тела против

разрушения, перевода материала в молекулярное или атомное состояние [7]. Устойчивость металла против перевода его в атомное состояние характеризуется величинами теплот: атомизации, плавления, испарения, а также температурой плавления или испарения.

Эти характеристики, в свою очередь, определяются атомным составом металла и его электронной структурой.

Сб устойчивости переходных кристаллов против электрической эрозии можно судить по данным, приведенным в [8], где представлена зависимость износа обрабатываемого электрода от числа электронов на *d*-оболочке изолированного атома и их главного квантового числа

$$n = 3 \bigcirc - \bigcirc$$

$$n = 4 \times - \times - \times$$

$$n = 5 \Delta \dots \Delta$$

Результаты этих исследований показывают, что наблюдается понижение степени износа обрабатываемых электродов, расположенных в керосине, при переходе в ряду от титанового электрода к хромовому. Такой переход соответствует повышению статистического веса атомов со стабильными  $d^5$ -конфигурациями электронных оболочек. Такие же закономерности наблюдаются и при переходе к металлам от I к Nb и 8-му ряду от La к W.

Степень износа обрабатываемых электродов, изготовленных из металлов, для которых справедливо неравенство  $nd > 5$ , резко возрастает. Износ и обрабатываемость материалов увеличиваются при замещении Fe и переходе к Ni или при переходе от Mo к Pd, или от Re к Rt. Такие замещения соответствуют росту относительных статистических весов в распределении электронов энергетически менее устойчивых  $d^0$ -конфигураций [8].

Образование из изолированных атомов меди, серебра или золота металлических кристаллов сопровождается объединением *S*-электронов в стабильные пары  $S^2$ . Доля нелокализованных электронов в этих металлах сохраняется относительно высокой: соответственно для Cu — 4,2%, Ag — 1,9% и Au — 5,3%. Для этих металлов, имеющих малую долю нелокализованных электронов, отмечается высокая эрозионная устойчивость при их электроискровой обработке.

При образовании металлических кристаллов цинка из изолированных атомов происходит нарушение  $S^2$ -пар электронов (соответственно для цинка —  $4 S^2$  и кадмия  $5 S^2$ ), что сопровождается значительным понижением стойкости этих металлов при электроискровой обработке [8].

Переход от 4 ряда к 8-му в таблице Д. И. Менделеева и увеличение главного квантового числа для валентных элект-

ронов, повышение энергетической устойчивости стабильной конфигурации атомов и увеличение статистического веса атомов со стабильными конфигурациями сопровождаются уменьшением степени износа материалов [8].

Стойкость при электрической эрозии металлов переходных групп и соседних с ними металлов существенно зависит от их электронной структуры [8]. Стойкость повышается, а обрабатываемость уменьшается с увеличением статистического веса атомов, обладающих стабильными конфигурациями локализованной части валентных металлов, повышением энергетической устойчивости этих конфигураций и уменьшением доли нелокализованных электронов.

В сплавах металлов можно также проследить корреляцию между электронными свойствами и устойчивостью материалов.

В сплавах вольфрам — медь медь вводится для повышения электропроводности. С увеличением содержания меди в материале электрода снижается его относительная устойчивость при электрической эрозии. Атом меди имеет в изолированном состоянии конфигурации валентных электронов  $d^{10}S^1$ . Можно предположить, что при образовании вольфрамо-медных псевдосплавов происходит частичная передача валентных  $S^1$  электронов от атомов меди к атомам вольфрама и повышение у последних статистического веса устойчивых  $d^5$  конфигураций. Одновременно повышается статистический вес и устойчивость  $d^{10}$  конфигураций атомов меди, что соответственно сопровождается сохранением статистического веса коллективизированных электронов. С повышением содержания меди в псевдосплавах с вольфрамом уменьшается передача электронов от атомов меди к атомам вольфрама. Значительное число электронов, избыточное против акцепторной способности атомов вольфрама, не локализуется в устойчивых конфигурациях и переходит в коллективизированные состояния, повышая их статистический вес в псевдосплаве.

С указанной выше способностью валентных электронов атомов меди переходить к атомам вольфрама связана хорошая смачиваемость твердого вольфрама жидкой медью, а также неаддитивность свойств псевдосплавов при изменении их состава. Увеличение статистического веса коллективизированных электронов с возрастанием содержания меди в псевдосплавах сопровождается понижением стойкости материала вообще и, в частности, увеличением относительного износа обрабатываемых электродов при электроискровой обработке [8].

Изолированные атомы никеля имеют конфигурацию оболочек валентных электронов  $d^8S^2$  и повышают статисти-

ческий вес устойчивых  $d^5$ - и  $d^{10}$ -конфигураций за счет привлечения части валентных  $S$ -электронов меди. Введение в состав псевдосплавов вольфрама с медью атомов никеля сопровождается повышением их стойкости вследствие повышения статистического веса электронов на устойчивых  $d^5$ - и  $d^{10}$ -конфигурациях и понижения в материале статистического веса коллективизированных электронов.

Латунь имеет невысокую устойчивость против эрозии, что, вероятно, следует связать с тем, что при образовании латуни из атомов меди  $d^{10}S^1$  и цинка  $d^{10}S^2$  повышается статистический вес нелокализованных электронов при образовании  $d^{10}$ -конфигураций, энергетически менее устойчивых, чем  $d^5$  для переходных металлов [8].

Относительно высокой устойчивостью против электрической эрозии обладает чугун. Это свойство является следствием того, что атом железа имеет электронную конфигурацию для валентных электронов  $d^6S^2$  и преимущественно склонен к передаче  $dS^2$ -электронов с образованием устойчивых  $d^5$ -конфигураций. Углерод стремится к улавливанию этих электронов с образованием квазистабильных  $Sp^3$ -конфигураций. В результате проявления таких электронных свойств атомов железа и углерода в сплаве образуется повышенный статистический вес устойчивых  $d^5$ - и  $Sp^3$ -конфигураций, что и обуславливает относительно высокую стойкость чугуна против эрозии.

Таким образом, среди переходных металлов наиболее высокую эрозионную стойкость имеет вольфрам, в решетке которого наиболее высокий статистический вес металлов с устойчивыми  $d^5$ -конфигурациями. Эти конфигурации для валентных электронов в атомах являются более устойчивыми среди других стабильных конфигураций электронов, локализованных в атомах. Статистический вес  $d^5$ -конфигураций для валентных электронов в атомах вольфрама может быть еще повышен путем передачи вольфраму валентных электронов от атомов других металлов, входящих в композицию.

Другая возможность повышения статистического веса  $d^5$ -конфигураций заключается в понижении статистического веса нелокализованных электронов в металлическом вольфраме. Это может быть достигнуто, например, путем образования карбида вольфрама. В таком случае, часть коллективизированных электронов в сплаве перейдет к атомам углерода. Этим будет повышен статистический вес квазиустойчивых  $Sp^3$ -конфигураций электронов атомов углерода. Такая возможность реализуется в металло-керамических твердых сплавах, что и обуславливает их относительно высокую эрозионную стойкость [4, 6, 8].

Исследованиями Г. В. Самсонова и его сотрудников [4, 5, 6] показано повышение эрозионной стойкости материалов различных составов с повышением статистического веса устойчивых  $d^5$ - и  $d^{10}$ -конфигураций валентных электронов и квазистойчивых  $Sp^3$  в согласии с теоретическими ожиданиями.

При облучении твердых тел потоками электромагнитной энергии малой интенсивности  $q < 10^{12}$  эрг/см<sup>2</sup> сек наблюдается только слабый эффект светового давления, которое можно определить из количества движения, сообщаемого телу

$$Et = \frac{W}{c} (1 + R),$$

где  $c$  — скорость света,

$R$  — коэффициент отражения,

$W$  — энергия электромагнитной волны.

Для  $W = 1$  дж величина  $Ft \approx 10^{-4}$  дн/сек. Увеличение интенсивности падающего электромагнитного излучения приводит к возникновению силовых, тепловых и механических эффектов, вызванных давлением испарения, генерацией ультра- и гиперзвуковых волн и т. д., и сопровождается разрушением тела.

Для описания устойчивости тела при этих условиях введена характеристика «порог устойчивости», как минимальная интенсивность падающего излучения, необходимая для разрушения материалов [9].

Механические эффекты, вызванные термоупругими акустическими волнами, могут иметь тот же порядок величины, что и эффекты, вызванные световым давлением.

Исследование зависимости выброшенной массы для 15 металлов от энергии луча лазера в диапазоне 2 до 15 дж позволило сделать следующие выводы. Легкоплавкие металлы: олово, свинец и др. с меньшей удельной энергией испарения  $\lambda$  дают при облучении большую выброшенную массу, чем группа тугоплавких металлов вольфрам — молибден. С ростом энергии импульса величина выброшенной массы растет экспоненциально. У тугоплавких металлов частично выброс происходит в виде крупных кусков, что не наблюдается для легкоплавких.

По-видимому, для образцов легкоплавких металлов этот процесс ближе к испарению. По экспериментальным данным скорость вылета, определенная как  $\bar{V}_{cp} \approx \frac{(Ft)}{m}$ , уменьшается с увеличением падающей энергии.

Для всех исследованных металлов  $\bar{V}_{cp} \approx 10^5 - 10^4$  см/сек. Для олова  $V_{cp} \approx 10^3$  см/сек, что согласуется с гипотезой

о роли расплавления для этого металла. Испаряющиеся молекулы должны иметь скорость  $V \geq 10^5$  см/сек. Крупные куски двигаются много медленнее, со скоростью порядка метров в секунду.

Общий вывод. При действии электромагнитного импульса на металл в рассматриваемом диапазоне интенсивностей имеют место все процессы разрушений тела: испарение, плавление и дробление вещества на отдельные куски [9].

По теории М. Борна и Хуан Кунь [10] устойчивость структуры определяется ее свободной энергией. В соответствии с вариационным принципом, наибольшая устойчивость структуры получается при минимуме свободной энергии.

Устойчивость ионных кристаллических решеток при механическом, тепловом, электрическом, химическом, радиационном воздействиях определяется энергией кристаллической решетки. С увеличением энергии решетки растет устойчивость структуры, уменьшается износ материалов [7, 11, 12].

Многие физические свойства кристаллов и процессы в них прямо не связаны с энергией решетки, например, рассеяние фононов и электронов. Величина сечения процесса рассеяния растет с радиусом ионов. С увеличением радиуса ионов уменьшается энергия решетки. Вследствие этого с уменьшением энергии решетки наблюдается увеличение поглощения излучения, уменьшение теплопроводности и скорости звука. Указанная корреляция позволяет распространить и на эти процессы соответствующие характеристики и возможность классификации свойств ионных структур с помощью энергии решетки.

С целью получения нужного изделия производится обработка тела. Изменяются его формы, размеры, структура материала, состояние поверхности.

Механическая обработка для придания телу нужной формы и размеров связана с отделением от тела части его объема; чем больше прочность связи между частицами тела, тем больше его прочность, тем больше потребуется затратить энергии на обработку. Необходимую форму телу можно придать путем прессования. Эти операции также связаны с величиной затраты энергии на производство энергии решетки: чем больше энергии решетки, тем больше работа выдавливания материала через отверстие.

Теоретическая обработка материала, связанная с образованием твердых растворов и диффузий, также имеет зависимость от энергии связи между частицами. Чем больше энергия связи, тем больше теплота диффузии.

С помощью облучения тела можно изменять его размеры, изменять механические, оптические, тепловые и другие свой-

ства тела. Степень изменения свойств зависит от химического состава тела, структуры и условий облучения.

Теоретически взаимодействие излучения с веществом ограничивают рассмотрением рассеяния излучения на электронах и ядрах изолированных атомов, не учитывая их взаимодействия и электронной структуры твердого тела. При большой прочности тела и большой толщине слоя поглотителя необходимо учитывать процессы в самом теле, его изменение при прохождении излучения, влияющие на процесс поглощения.

Под облучением возможно изменение поверхностных свойств тел и использование этого явления для обработки поверхности тел.

Бомбардировка поверхности пучками электронов, ионов, протонов, нейтронов или осколков деления в зависимости от интенсивности пучка сопровождается распылением или оплавлением поверхности. Эффективность разрушения поверхности растет с уменьшением энергии решетки или симбатно с изменяющейся поверхностной энергией тела.

После бомбардировки поверхностный слой тела упрочняется. Глубина слоя и степень упрочнения зависят от условий облучения. Она растет с увеличением энергии решетки. При известных условиях бомбардировка поверхности частицами больших энергий производит травление поверхности и выявляет некоторые детали структуры или ее нарушения.

Электромагнитное, проникающее излучение вызывает обратимые изменения поверхностных и объемных свойств тел, изменение размеров, их механическое разрушение и химические превращения — радиолиз.

В поле облучения ослабляются связи в теле. Облегчается его обрабатываемость, связанная с механическим разрушением, растворением.

Повышение концентрации вакансий в теле после облучения, образование их агрегатов облегчает протекание некоторых химических реакций.

Поглощенная энергия излучения в значительной мере может рассиваться на необратимые процессы, в том числе люминесценцию, химические и тепловые процессы и частично на образование дефектов, в которых запасается энергия. Так как некоторые радиационные дефекты отжигаются, то, следовательно, запасенная энергия связывается с обратимыми процессами. Изменение свойств тел при облучении определяется величиной поглощенной энергии, которая сложно изменяется с составом объекта и условиями облучения. Поглощенная доза растет с увеличением эффективного атомного номера, по-разному изменяется с толщиной поглотителя и энергией излучения. В связи с указанным расчет поглощенной

энергии необходимо производить, пользуясь законами поглощения в данных условиях облучения.

Радиационно-химическая стойкость соединений увеличивается с уменьшением радиусов ионов, свободного объема и увеличения энергии решетки.

Радиолиз определяется величиной поглощенной энергии, которая растет с увеличением эффективного атомного номера или одновременно происходящего уменьшения энергии решетки. Ожидаемые радиационно-химические изменения следует оценивать по величине поглощенной энергии при облучении. Радиационные, остаточные изменения свойств материалов симбатны с величиной запасенной энергии, а не поглощенной.

Остаточные изменения свойств тела определяются значением запасенной энергии, величина которой определяется химическим составом, предшествующей обработкой образца и условиями облучения. Величина запасенной энергии данного состава существенно изменяется от условий облучения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Б. Р. Лазаренко. Электронная обработка материалов. 1, 3 (1967).
  2. А. А. Воробьев. Ионные и электронные свойства щелочногалогидных кристаллов. Изд. ТГУ, Томск, 1968.
  3. А. А. Воробьев. Центры окраски в щелочногалогидных кристаллах. Изд. ТГУ, Томск, 1968.
  4. Г. В. Самсонов, И. М. Муха, А. Н. Крушинский. Электронная обработка материалов. № 1, (7), 28 (1966).
  5. Д. Иост, Г. Рэссел, К. Гарнер. Редкоземельные металлы и их соединения. ИЛ, М., 19 г.
  6. Г. В. Самсонов, И. М. Муха. Порошковая металлургия. Киев, № 12, 1967.
  7. А. А. Воробьев. Электронная обработка материалов. 2, 1969.
  8. И. М. Муха. Разработка и исследование новых материалов для обрабатываемых электродов к электроискровым станкам. Автореферат диссертации на соиск. учен. степени к. т. н., Киев, 1967.
  9. В. П. Брагинский, П. И. Мишакова, В. И. Руденко. ЖТФ, 37, в. 6, 1045, (1967).
  10. М. Борн, Хуан Кунь. Динамическая теория кристаллической решетки. ИЛ, Москва, 1958.
  11. А. А. Воробьев. Физические свойства ионных кристаллов. Изд. ТГУ, кн. 1, 1960.
  12. А. А. Воробьев. Изв. вузов, «Физика», 10, 40 (1967).
-

**ПЛАСТИЧНОСТЬ И НАРУШЕНИЕ СТРУКТУРЫ  
МИНЕРАЛОВ И ГОРНЫХ ПОРОД**

---

**§ 1. ВВЕДЕНИЕ**

В условиях залегания горные породы постоянно подвергаются медленно действующим механическим усилиям, вызывающим в некоторых зонах массива нарастающие напряжения. Когда напряжения достигают величины, равной пределу прочности, происходит разрушение и смещение слоев земной коры, в результате чего возникают землетрясения.

При отбойке полезных ископаемых горные породы подвергаются, как правило, импульсным нагрузкам.

Таким образом, представляет практический интерес исследование свойств минералов и горных пород как при медленном, так и быстром нагружении.

Общие научные идеи теории пластичности и разрушения металлов применяются для объяснения процессов при нагружении металлов и горных пород.

Потребность в научных знаниях физико-механических свойств неметаллов для горнодобывающей, строительной, металлургической промышленности велика. Необходимы эти знания и для развития науки о Земле.

Однако уровень знания о физико-механических свойствах неметаллов, к числу которых относятся минералы, породы, руды, искусственные камни, стекло и т. д., пока еще значительно ниже, чем соответствующие сведения для металлов.

В этой книге ставится задача систематизации научных сведений по физико-механическим свойствам неметаллов применительно к целям добывающей промышленности, т. е. исследования свойств минералов, руд, пород с целью определения разработки наименее энергоемких методов их разрушения.

В настоящее время известны физические процессы в металлах, определяющие сущность пластической деформации,

нарушения сплошности тела и развитие разрушения при разных условиях нагружения. Найдены основные законы развития этих процессов и способы регулирования их протекания. Все это подняло науку о физико-механических свойствах металлов до уровня, при котором стали возможны современные сооружения из металла, работающие в широком диапазоне напряжений, температур, мощности дозы облучения.

Предполагается, что в общем одинаковые физические процессы определяют физико-механические свойства металлических и неметаллических тел в тех же условиях нагружения.

Пластичность зависит от вида межаутомной связи и типа структуры.

Пластическая деформация тел обусловливается деформацией сдвига. Величина напряжения сдвига, определенная теоретически из энергии связи в металлах, в 10—30 раз меньше модуля упругости на сдвиг.

Практически начало пластической деформации в металлах даже при температурах вблизи 1°K замечено при сдвиговых напряжениях, составляющих  $10^{-3}$ — $10^{-5}$  от модуля упругости на сдвиг.

Многие кристаллы с ионным типом связи также обладают способностью к пластической деформации при малых напряжениях сдвига, значительно меньше теоретически вычисленного [2]. В малой степени пластически деформируются кристаллы, в которых связь обусловлена силами Ван-дер-Ваальса, например, кристаллы инертных газов при низких температурах [3].

Различие между теоретически вычисленной и измеренной величиной напряжения сдвига объяснено теорией дислокаций [4, 5]. Гомеоплярные кристаллы (изоляторы и полупроводники) с ковалентными связями при низких температурах испытывают хрупкое разрушение при сравнительно высокой величине сопротивления на сдвиг, несмотря на присутствие дислокаций [6].

Способность к пластической деформации аморфных тел также зависит от температуры и скорости нагружения. Скорость пластической деформации аморфных тел определяется активационными процессами под нагрузкой, диффузией атомов вследствие флуктуации энергии их тепловых колебаний.

При заданной скорости нагружения понижение температуры тела может привести к росту сил трения, а затем к хрупкому излому. Релаксационные процессы в оконном стекле начинают проявляться в области температур 773—873°K [6], что составляет около половины температуры плавления стекла. Пластичным стекло становится при температурах около 973°K. Такое же значение для развития деформации

активационные процессы могут иметь и для кристаллических тел.

В дислокационной теории пластической деформации вычисленная и измеряемая величины напряжения сдвига во многих случаях удовлетворительно совпадают [4].

В начале дислокации учитывались как подвижные атомные дефекты в квазиизотропной среде. С помощью вектора Бюргерса их формально связывали с кристаллической структурой. В дальнейшем развитии теории атомного механизма разрушения тел учитывалось влияние периодического поля кристаллической решетки на подвижность дислокаций. Считая, что сила сопротивления сдвигу двух соседних плоскостей является синусоидальной функцией величины сдвига, Пайерлс и Набарро определили максимальное значение периодической силы трения, которую необходимо преодолеть для перемещения дислокации из одного равновесного положения в соседнее для случая простой кубической решетки. Значение напряжения для этого записывается в виде:

$$\sigma = \frac{2g}{1-\nu} \exp[-2\pi a/b(1-\nu)] = \frac{2g}{1-\nu} \exp(-2\pi S/b) \dots \quad (1)$$

где  $g$  — модуль сдвига,  
 $\nu$  — коэффициент Пуассона,  
 $a$  и  $b$  — расстояние между атомами в плоскости сдвига и перпендикулярно к ней,  
 $S$  — ширина дислокации.

Результаты расчетов показали, что рассматриваемые силы трения для перемещения дислокации малы и в случае реальных структур должны перекрываться силами трения, обусловленными дефектами решетки и ее искажениями примесными атомами.

В последующем развитии теории силы трения при движении дислокации, обусловленные взаимодействием с решеткой, вновь стали учитывать. Особенно интересной оказалась необходимость учитывать сопротивление решетки в кристаллах изоляторов и полупроводников с ковалентными связями, в которых при низких температурах наблюдается хрупкий излом и сравнительно высокое сопротивление сдвигу, несмотря на наличие в кристаллах дислокаций [6, 7].

В последнее время разрабатываются схемы возможных процессов переноса с участием вакансий. Некоторые способы возникновения и распространения вакансий в решетке кристалла рассматриваются в теории дислокаций и теории спекания.

Наиболее распространенной является гипотеза Я. И. Френкеля, рассматривающего перескоки катиона или аниона из одного узла решетки в другой, следствием чего является

возникновение вакансии и ее перемещения по решетке в направлении, обратном движению иона.

Ниже излагается гипотеза перемещения вакансий, основанная на рассмотрении поведения несимметричного диполя в решетке, состоящего из иона в узле решетки и фиктивного заряда вакансии в соседнем узле. Несимметричность диполя обусловлена разностью масс иона и вакансии, причем эффективная масса вакансии меньше массы иона и, вероятно, зависит от некоторых условий, в частности, от кристаллографического направления, по которому происходит ее перемещение.

Ион и его вакансии будут вращаться вокруг общего центра тяжести, одновременно совершая колебания вдоль линии, соединяющей центры этих частиц. Колебания такой системы ограничены размерами свободного объема в решетке, деформированного при образовании вакансии. Когда вакансия и ион переместятся от своего исходного положения на  $180^\circ$ , тогда вакансия в процессе линейного колебания может перейти в положение крайнего удаления от своего партнера — иона и приблизиться к другому одноименному иону. В таком случае вакансия может потерять связь со своим прежним партнером — ионом и вновь образовать диполь с другим соседним ионом, то есть вакансия перемещается на место иона, а ион занимает место вакансии в решетке.

Но решетка кристалла существует только тогда, когда концентрация вакансий во много раз меньше концентрации ионов, поэтому мы будем наблюдать именно перемещение вакансий, а не ионов, обмен местами которых в соседних узлах не дает наблюдаемого переноса массы. Следовательно, в некоторых случаях ионные процессы нужно рассматривать как процессы, обусловленные перемещением вакансий в решетке.

Аналогичную картину можно представить и для описания перемещения электрона в решетке в некоторых случаях. Вакансия электрона, называемая дыркой, образует с электроном связанную систему, определяемую с помощью понятия экситон. Свободный электрон и дырка не присущи нормальной, невозбужденной решетке, например, щелочногалогенного кристалла, а являются дефектами решетки. В отличие от ионных процессов, где дефектом являлась только вакансия, в электронно-дырочных процессах следует говорить о перемещении электрона и дырки или экситона, если электрон и дырка представляют одно состояние возбуждения кристалла.

Переход вакансии от одного иона к другому обуславливает возникновение обменных сил связи в решетке между ионами. При действии рассматриваемого обменного механизма передачи вакансий вдоль направления, по которому расположены

ионы одинакового знака, то есть диагонали грани или диагонали куба, происходит не только перемещение вакансий, но и возникновение обменных сил связи, усиливающих структуру. В рассматриваемых одноатомных структурах обменный процесс может происходить по любому кристаллографическому направлению.

Наличие градиента температуры или электрического поля создает необходимые условия для рассматриваемого процесса перемещения ионов в одну сторону, а их вакансий в другую сторону. Процесс обмена вакансиями будет затруднен при нарушении решетки примесями, дислокациями, границами блоков и другими искажениями решетки [8].

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. Х. Котрелл. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М., Metallurgizdat, 1958.
2. Дж. Гилман. УФН, 80, 3 (1963).
3. F. Bowden, Rowe g. Proc. Roy. Soc. S. A, 228, 79 (1955).
4. В. Л. Инденбом, А. А. Орлов. УФН, 74, 3 (1962).
5. Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. М., ИЛ, 1962.
6. Б. А. Сидоров. Пластичность и хрупкость металлов при низких температурах. В сб.: «Физ. природа хрупкого разрушения металлов», К., «Наукова думка», 1965, с. 71.
7. В. Р. Регель. Итоги науки (физико-математические науки), 1960, 3.
8. А. А. Воробьев, С. А. Воробьев. Изв. вуз. «Физика», (1969).

## § 2. ПРЕДСТАВЛЕНИЯ КONTИНУАЛЬНОЙ ТЕОРИИ ПЛАСТИЧНОСТИ

Обычно применяемые в инженерной практике напряжения и деформации для материалов в конструкциях и машинах для рабочих нагрузок при обычных температурах соответствуют области малых упругих деформаций. Допустимая нагрузка для надежной работы конструкций принимается как некоторая часть разрушающей. Отсюда следует, что определяющим является поведение материала при разрушении, а не его поведение при рабочей нагрузке. В тех случаях, когда разрушение материала обуславливается активационным механизмом, то определяющим является поведение тела при рабочей стационарной нагрузке. Выход конструкции из строя может быть вызван как чрезмерными упругими деформациями, так и чрезмерной деформацией в неупругой области или разрушением материала.

Разрушению металлических конструкций чаще всего предшествует значительная пластическая деформация. Даже в тех случаях, когда наблюдается хрупкое разрушение, почти всегда имеется местное пластическое течение материала.

Как следствие, разрушающая нагрузка для конструкций, в которых возможна потеря устойчивости состояния при обычных температурах, с достаточной точностью определяется пластической предельной нагрузкой, основанной на упруго-идеально-пластической идеализации поведения материала, представленной на рис. 1. В математической теории пластичности анализ поведения тела под действием нагрузки или сообщенной деформации производится при условии, что в

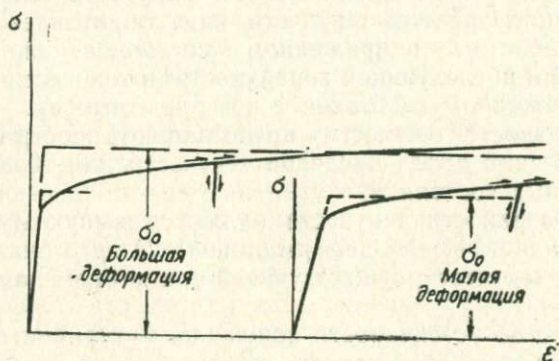


Рис. 1.

каждый данный момент времени должны удовлетворяться все уравнения движения или равновесия. Должны удовлетворяться также граничные условия и условия совместности.

Теорию пластичности отличают от теории упругости и от многих других частных или идеализированных представлений реального мира соотношения между напряжениями и деформациями или в рамках более общей терминологии определяющие соотношения. Например, ни один конструкционный металл ни в каком диапазоне изменения напряжений не является в точности линейно упругим. Даже при обычных скоростях нагружения и температурах свойства металлов зависят от времени и не подчиняются простым законам ползучести при высоких температурах. Для расчетов нужно удачно выбрать простейшую допустимую идеализацию поведения материала, которая зависит от свойств материала и от условий решаемой задачи. Выбор независящего от времени описания (упругого, пластического) или зависящего от времени (вязко-упругого, вязко-пластического) и т. д. определяется масштабом времени, имеющимся в задаче, температурой и уровнем напряжений. В изотермической теории пластичности поведение материала идеализируется как не зависящее от времени с разделением на упругое и пластическое поведение.

Изотермическое пластическое поведение материала является необратимым и нелинейным. Необратимость требует, чтобы соотношение между напряжениями и деформациями было записано через соответствующие приращения. Приращение напряжения  $\delta\sigma$  вызывает приращение пластической деформации  $d\epsilon^p$ , которое зависит от существующего напряженного состояния и от всей предыдущей истории деформированного тела. Приращение упругой деформации, как правило, задается законом Гука линейной теории упругости. Начальный и последующие пределы текучести или сопротивления текучести при простом напряженном состоянии определяются начальной и последующей поверхностями текучести при сложном напряженном состоянии с компонентами  $\sigma_{ij}$ .

«Поверхности текучести» представляют пространственный геометрический образ пределов текучести для всевозможных напряженных состояний.

Все поверхности текучести являются выпуклыми, и приращение пластической деформации  $d\epsilon^p_{ij}$  ортогонально к поверхности текучести, существующей при данном напряженном состоянии.

Понятие об устойчивости поведения материала или упрочнении является обобщением представления о восходящей кривой напряжение — деформация для простого растяжения или сдвига. Для одной компоненты напряжения  $\delta\sigma_{ij} > 0$ , для многоосного напряженного состояния «вектор»  $\delta\sigma_{ij}$  в пространстве напряжений, который вызывает «вектор» приращения пластической деформации  $d\epsilon^p_{ij}$ , направлен наружу от мгновенной поверхности текучести.

Устойчивость и линейность упругого поведения приводят к удовлетворению требования об ортогональности и выпуклости, но обратное положение является неверным.

Представление о том, что при изотермических условиях существует единственная кривая напряжение — деформация при простом растяжении и ее обобщение в виде последовательных поверхностей текучести, влечет за собой нечто большее, чем простую независимость свойств материала от времени. Это представление предполагает, что поведение материала в одной точке не зависит от изменения напряжения от точки к точке. Соотношения напряжение — деформация, найденные для определенных напряженных состояний, могут с полным правом применяться и для неоднородных напряженных состояний.

Критерием текучести материала служат значения максимального касательного напряжения (критерий Треска) и октаэдрического касательного напряжения (критерий Губера — Мизеса — Генки).

Предельные теоремы континуальной теории пластичности определяют устойчивость тела. Теорема I о нижней границе утверждает: «Если может быть найдено равновесное распределение напряжений, которое уравнивается приложенной нагрузкой и повсюду не превышает предела текучести, то тело, конструкция или микроструктура не будут испытывать больших пластических деформаций в крупном масштабе, т. е. разрушения».

Теорема II о верхней границе определяет: «Тело, конструкция или микроструктура разрушаются, если существует некоторое совместное поле пластических деформаций, для которого скорость изменения работы внешних сил равна или превышает скорость внутреннего рассеяния энергии».

Пластическая деформация кристаллов является следствием образования и движения дислокаций. Континуальная теория пластичности не рассматривает атомной структуры материала и игнорирует дислокации, поэтому континуальное рассмотрение пластической деформации возможно только тогда, когда число имеющихся подвижных дислокаций настолько велико, что детали их движения сглаживаются за счет усреднения по всему телу или по его рассматриваемой части.

Это условие автоматически удовлетворяется, если опытный образец состоит из поликристаллического материала с большим числом зерен. Может ли континуальная теория заменить теорию дислокаций в микромасштабе, зависит как от масштаба зерен, так и от конструкции дислокаций.

Чем меньше концентрация дислокаций, тем больше масштаб, при котором для уяснения природы пластической деформации и предсказания ее эффектов должны исследоваться отдельные дислокации или группы дислокаций. В случае, когда концентрация существующих порождаемых дислокаций велика, то изучение влияния отдельных и небольших групп дислокаций не способно привести к уяснению и предсказанию общих эффектов. В таком случае при рассмотрении пластичности следует переходить к усредняющей или континуальной теории. Наряду с концентрацией дислокаций при описании пластичности следует рассматривать их зарождение и перемещение.

Концентрация дислокаций для металлов с поликристаллической структурой изменяется в пределах от начального значения  $10^{10}$  до  $10^{12}$  дислокаций на  $\text{см}^2$  при больших деформациях [1].

Деформация горных пород часто рассматривается с помощью представлений об однородной деформации. Однако чаще наблюдаются неоднородные деформации, особенно в случае слоистых горных пород. Поэтому необходимо опре-

делять размеры участков, в которых деформация является однородной.

Для характеристики конечной однородной деформации удобно применять форму и ориентировку эллипсоида деформации, понимая под этим некоторый участок породы, который до начала деформации обладал сферической формой [2].

Анализ поведения эллипсоида деформации производится с помощью диаграмм деформации. Составление таких диаграмм заключается в вычислении отношений

$$a = z/y \text{ и } b = y/x,$$

где  $z \gg y \gg x$  являются осями эллипсоида деформации, а также и выявления зависимости между  $a$  и  $b$ .

Чем дальше от начала координат располагаются на графике точки, отражающие отношение  $a : b$ , тем сильнее отклоняется от сферической формы характеризуемый ими эллипсоид (т. е. тем больше деформация).

Точки, которые отвечают эллипсоидам со средней осью, равной наиболее короткой оси, лежат на линии  $b=1$ . Точки эллипсоидов, у которых средняя ось равна среднему геометрическому из значений максимальной и минимальной осей, располагаются вдоль линий  $a=b$ . Параллельно средней оси эллипсоида напряжения деформация отсутствует. Точки эллипсоидов, у которых средняя ось равна максимальной оси, лежат на линии  $a=1$ . Эллипсоиды иной формы соответствуют полям между этими линиями. Им отвечают точки, положение которых систематически изменяется с изменением относительной длины их средней оси [3].

Каждый эллипсоид деформации характеризует обусловившую его возникновение суммарную деформацию. Вследствие прогрессивного развития этого процесса каждая сфера деформации проходит непрерывные изменения до конечной эллипсоидальной формы.

Если эти промежуточные формы нанести на диаграмму деформации, то они дадут линию, называемую ходом деформации [2]. Эта линия геометрически отражает последовательный ход деформации, описываемый с помощью изменения первичной сферы деформации.

Простейшее описание деформации представляется выражением

$$a = b^{K'}, \text{ где } K' = \log a / \log b.$$

Для бесконечной малой деформации приближенно имеем:

$$K' = \frac{\log a}{\log b} \approx \frac{a-1}{b-1} = K.$$

Ход деформации, описываемый уравнением  $a = b^{K'}$ , отвечает совокупности некоторых условий. При их изменении, напри-

мер, возникновении направленного тектонического давления, которое определит сложное объемное деформирование, геологическое состояние, наличие анизотропии, может измениться и ход деформации.

Колебания величины напряжения вызывают изменение формы эллипсоида деформации. При постоянном направленном давлении изменение формы эллипсоида деформации включает изменение относительной длины средней оси.

Скорость деформации в некоторых пределах линейно зависит от напряжения, что определяется правилом: средняя величина приращения деформации при растяжении занимает такое же относительное положение между крайними значениями, как среднее из главных напряжений между крайними [4]. Применительно к деформации сжатия типа  $a = b^k$  по этому правилу получается, что величины  $k$  обратного эллипсоида напряжения определяются условием

$$K = \frac{(P_y - P_z) P_y}{(P_x - P_y) P_z},$$

где  $P_z \leq P_y \leq P_x$  — главные сжимающие напряжения. Ход деформации зависит от анизотропии пород. Влияние анизотропии рассмотрено в [4].

В лаборатории невозможно создать сложные природные условия деформирования горных пород, аналогичные существующим в природе. Законы подобия, условия, имитирующие естественные, геологические, не найдены. В частности, это относится к весьма малым скоростям нагружения, при которых происходит деформирование горных пород в естественных условиях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Д. Друккер. Континуальная теория пластичности в микро- и макромасштабе. Сб. переводов. «Механика», М., Изд. «Мир», 5, 105, 125, 1967.
2. Флинн Д. Деформация при метаморфизме. Сб. «Природа метаморфизма». Изд. «Мир», М., 1967.
3. Flinn D. Journ. Geol. Soc. London, 118, 385, (1962).
4. Lubahn J. D., Felgar R. P. Plasticity and creep of metals № I, (1961).

#### § 3. ПЛАСТИЧНОСТЬ КРИСТАЛЛОВ

В ходе зависимости деформации тела от нагрузки при некотором напряжении наблюдается отклонение от линейного хода. Значение напряжения, при котором нарушается линейная зависимость между силой и деформацией, называ-

ется макроскопическим пределом текучести. После снятия нагрузки, превышающей предел текучести, у кристалла сохраняется некоторая величина остаточной пластической деформации.

Некоторые свойства ионных кристаллов отражают их структуру. Однако закономерности, описывающие большую часть механических свойств, по-видимому, так же, как и для металлических и ковалентных кристаллов, имеют общий вид, не зависящий от типа химической связи [1, 2].

Пластическое течение и хрупкое разрушение тел являются гетерогенными процессами. Ранее, пока измерялись только однородные механические параметры, такие как напряжение, деформация и скорость деформации, успехи в познании пластичности и хрупкости тел были невелики. Они ограничивались преимущественно макроскопическим описанием этих явлений. Для установления правильной связи однородных макроскопических параметров с атомными явлениями оказалось необходимо изучать неоднородности в кристаллах, дислокации и трещины, законы их появления, развития и влияние на свойства кристаллов. Кристаллические материалы, как правило, имеют несовершенную структуру. Дефекты кристаллической структуры влияют на многие свойства материалов, в том числе и механические — пластичность и прочность материалов.

Пластичность является структурно-чувствительным свойством кристаллов. Атомная теория твердого тела позволяет лишь оценить величину некоторых физических величин. Поэтому основные закономерности пластичности пока являются экспериментальными, хотя успехи дислокационной теории пластичности уже позволяют производить некоторые вычисления с удовлетворительной точностью. Экспериментально изучены энергия дислокации, связь между движением дислокации и макроскопической деформацией, подвижность дислокаций, закрепление дислокаций примесями и др. [3].

Известно, что металлы обладают полезной способностью к пластической деформации. Это допускает накопление напряжений в теле во время его службы и обеспечивает возможность получения изделий сложной формы, путем пластической обработки. Пластическая деформация происходит при возникновении и движении дислокаций с образованием разрыва упорядоченного расположения атомов вдоль линий в решетке.

С помощью электронного микроскопа дислокации наблюдались в тонких пластинках белой слюды. Дислокации распределялись в плоскостях, параллельных плоскостям спайности. Дислокации с неодинаковым вектором Бюргера, оканчивающиеся на одной ступени скола, при взаимодействии

образуют гексагональную сетку. Дислокации, оканчивающиеся на различных ступенях скола, не взаимодействуют между собой. Обнаружены участки, содержащие повышенную концентрацию параллельных дислокаций до  $5 \cdot 10^9$  см<sup>-2</sup>. Наблюдалась краевые дислокации, перпендикулярные плоскости спайности слюды.

Дислокации, не параллельные плоскости спайности, изучались с помощью фигур Муара [1]. Предел текучести кристалла по атомно-микроскопической теории определяется значением напряжения, при котором начинается регенеративное размножение дислокаций [2]. В теории дислокации введено понятие о критическом скальвующем напряжении, которое соответствует их гетерогенному зарождению [2]. Прямое наблюдение дислокаций в металлах может быть осуществлено при помощи электронного микроскопа с высоким увеличением. Изучение различия в распределении дислокаций и их расположении с изменением условий деформаций показывает, каким образом происходит упрочнение металлов при пластической деформации.

В металлах с объемно-центрированной кубической решеткой и их жаропрочных сплавах тип и движение дислокаций связаны с влиянием температуры, скорости деформации, природой и концентрацией легирующих примесей в металле. В первый момент все эти факторы могут быть взаимно связаны. После некоторого периода пластического течения может наблюдаться или дальнейшая деформация, или разрушение в зависимости от природы граничного слоя зерна.

В жаропрочных сплавах из металлов с объемно-центрированной кубической решеткой, которые являются довольно пластичными при низких температурах, легирующие примеси вызывают напряжения в решетке и ограничивают движение дислокаций, что упрочняет металл.

Движение дислокаций в решетке металла обуславливает передвижение плоскостей атомов металла друг за другом, и, следовательно, пластическую деформацию под действием приложенной нагрузки. Например, дислокации в чистом ниобии весьма подвижны, а их пути перепутаны. В сплаве ниобия, содержащем 7,5 атомных % вольфрама, дислокации движутся медленнее. В таком сплаве дислокации наблюдаются в виде изолированных прямых сегментов. Изучение влияния легирующих добавок, которые вызывают различные напряжения решетки, позволяет определить наиболее эффективные из них, обеспечивающие наибольшее упрочнение жаропрочных сплавов [4].

Представления о пластической деформации материала как о процессе, связанном с образованием, движением и торможением дислокаций в решетке, успешно развиваются и при-

меньтельно к порообразующим минералам. Теория дислокаций и атомный механизм пластической деформации объясняют низкую прочность твердых тел.

Дж. Гилман [2, 3] рассмотрел дислокационную теорию микропластичности кристаллов типа NaCl и описал закономерности макропластичности. Ниже приводятся только закономерности, связывающие величины, характеризующие микропластичность.

Дислокационная гипотеза превратилась в научную теорию. Разработаны [1, 4] методы прямого наблюдения отдельных неподвижных и движущихся дислокаций травлением поверхности, декорированием, с помощью микрорентгенографии, путем применения трансмиссионной электронной микроскопии и т. д., прямые методы измерения электропроводности, внутреннего трения, пластических свойств кристаллов и др.

Движение, расположение и концентрация дислокаций связаны со многими явлениями в кристаллах. Дислокационные теории описывают рост кристаллов, полигонизацию, возникновение межзеренных границ. Для многих явлений в кристаллах дислокационные теории пока еще не предложены.

В дислокационной теории пластичности дислокация или отдельные ее части рассматриваются как самостоятельные физические объекты, свойства которых близки к свойствам элементарных дефектов решетки.

Особенностью дислокаций является их высокая подвижность. Благодаря этому свойству дислокаций стало возможным описание пластического течения кристаллических тел. Изучение и установление основных закономерностей перемещения дислокаций в кристаллах составляет основу теории пластичности.

Необратимое перемещение дефектов решетки вызывает пластическую деформацию кристалла. Пластичность, связанная с перемещением точечных дефектов, играет существенную роль в ползучести мелкозернистых материалов при высоких температурах. В остальных случаях, как правило, основная часть пластической деформации определяется движением дислокации в плоскостях скольжения и переползания их из одной плоскости в другую [5, 6].

Исследования щелочногалоидных кристаллов позволили изучить зародыши сдвигов на поверхности кристаллов, установить роль включений и примесей в зарождении дислокаций и влияние их на зависимость скорости дислокаций от величины касательных напряжений [6, 13], а следовательно, и на пластичность деформаций. Движение дислокаций в общем случае является неравномерным [4]. При малых скоростях движения дислокация перемещается скачками, и средняя скорость дислокации не дает представления об ее мгновенной

скорости. С увеличением напряжений увеличивается скорость перемещения дислокаций, и происходит выравнивание скоростей. В случае больших скоростей средние скорости близки к мгновенным.

Движение дислокаций в решетке начинается после достижения в материале значения напряжения, равного макроскопическому пределу текучести. С повышением напряжения примерно на два порядка скорость движения дислокаций возрастает на одиннадцать порядков, достигая приблизительно 12% от значения скорости звука в этом материале.

Наблюдаемые значительные скорости деформации кристаллов обусловлены движением в кристалле большого количества дислокаций. Так, например, при критическом напряжении сдвига в кристаллах LiF и обычной скорости деформации порядка  $10^{-5}$  см/сек, концентрация движущихся дислокаций составляет около  $4 \cdot 10^5$  см<sup>-2</sup>. Большое значение для протекания процессов деформации материала имеет также пространственное распределение дислокаций и примесей в решетке. Дислокации, образующие плотную сетку, не могут двигаться с большой скоростью. В таких случаях, следовательно, не будет наблюдаться высокого значения скорости деформации материала. Наибольшая скорость деформации будет наблюдаться при равномерном распределении дислокаций в решетке, когда дислокации испытывают минимальное действие полей внутренних напряжений.

Влияние примесей в решетке на движение дислокаций проявляется в статистической блокировке и в повышении динамического сопротивления движению дислокаций; скопление атомов примесей в решетке создает динамические сопротивления движению дислокаций больше, чем для случая, когда примеси распределяются в виде отдельных атомов.

Общий характер зависимости скорости дислокаций от напряжения в кристаллах различного химического состава и механических свойств получился одинаковым.

Ниже определенных напряжений сдвига дислокации в кристаллах не перемещаются. Величина напряжения «трогания» дислокаций, например, в кристаллах NaCl составляет 10 г/см<sup>2</sup>. Скорость движения дислокаций в кристаллах NaCl во всем диапазоне напряжения больше, а напряжение трогания дислокаций соответственно меньше, чем в кристаллах LiF.

Напряжение текучести кристаллов или предел текучести определяются напряжением, необходимым для движения дислокации. Поэтому макроскопическое напряжение текучести кристаллов линейно зависит от напряжения, требуемого для того, чтобы вызвать заметное движение вновь образованных свежих дислокаций.

Предел упругости кристаллов изменяется с температурой, как это показано на рис. 1, где различная твердость кристаллов обусловлена разным содержанием примесей или влиянием облучения.

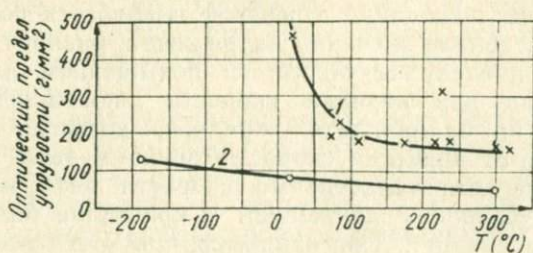


Рис. 1. Изменение предела текучести ионных кристаллов с температурой, по [2]

Напряжение текучести растет с увеличением содержания примесей, на рис. 2 дана зависимость предела текучести от содержания растворимых одновалентных и двухвалентных примесей, введенных в NaCl в виде хлоридов указанных на рис. 2 металлов.

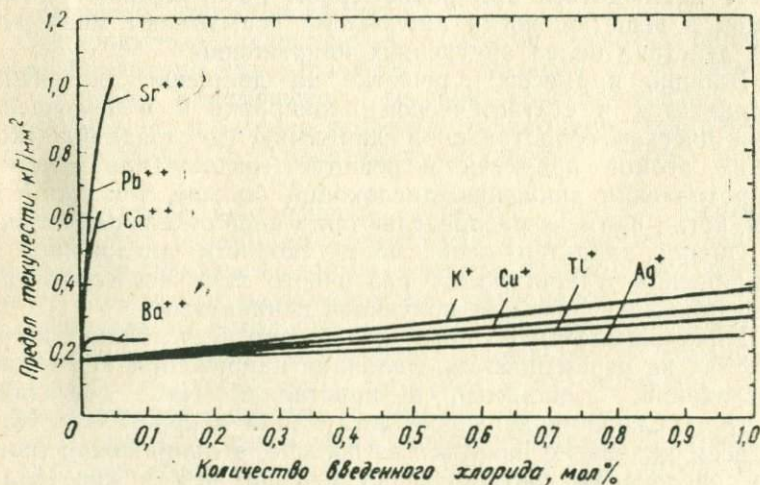


Рис. 2. Упрочнение кристаллов хлористого натрия одновалентными и двухвалентными растворимыми примесями по [6]  $Ag^+$ ,  $Te^+$ ,  $Cu^+$ ,  $K^+$ ,  $Ba^{++}$ ,  $Ca^{++}$ ,  $Pb^{++}$ ,  $Sr^{++}$

Двухвалентные примеси оказывают влияние на предел текучести примерно на два порядка больше, чем одновалент-

ные, что, вероятно, является следствием значительного локального возрастания энергии связи в решетке при введении двухвалентного металла [14—18]. Из рис. 2 видно, что с увеличением содержания однозарядных катионов предел текучести линейно слабо растет. С увеличением добавки двухвалентных катионов наблюдается значительно большее возрастание предела текучести NaCl. Чем меньше ионный радиус двухвалентной примеси, тем больше наблюдаемое упрочнение кристалла. Двухвалентные катионы, размещаясь в узлах решетки NaCl, увеличивают силы сцепления как за счет удвоения заряда, так и уменьшения расстояния между ионами и понижают скорость перемещения дислокаций. При введении двухвалентного катиона в решетку создаются две атомные вакансии.

И. В. Обреимов и Л. В. Шубников [18], исследуя пластическую деформацию кристаллов каменной соли в поляризованном свете, обнаружили, что сдвиги образуются постепенно, поэтому трансляционное скольжение не может быть сведено к одновременному соскальзыванию кристаллических блоков.

Орован, Поляни и Тейлор предложили реальность трансляционных сдвигов и возможность их перемещения путем движения дислокаций, заложив тем самым основы дислокационной теории пластической деформации твердых тел [14, 18].

Распределение напряжений, возникающих в кристаллах типа каменной соли, имеет кристаллографическую ориентацию и не зависит от формы и кристаллографического направления надавливающего острия. При надавливании острия на грань (100) напряжения, видимые в поляризованном свете, ориентированы и в плане имеют вид звезды, представленной на рис. 3. Длина лучей звезды растет с увеличением давления [19].

Восемь лучей этой звезды соответствуют пересечениям шести плоскостей скольжения (110) с плоскостью (100). Диагональные лучи звезды всегда длиннее, чем «прямые» лучи, определяющие выходы винтовых дислокаций, что обусловливается тем, что скорость движения краевых дислокаций в плоскостях скольжения больше скорости движения винтовых дислокаций [21].

Дислокационная теория установила связь между внутренними напряжениями и дислокациями как источниками этих напряжений. В щелочногалоидных кристаллах в связи с малой величиной оптической постоянной деформации наблюдается лишь качественное соответствие линий скольжения и напряжения [22].

В кристаллах кремния наблюдается распределение напряжений вокруг каждой дислокации [22—23].

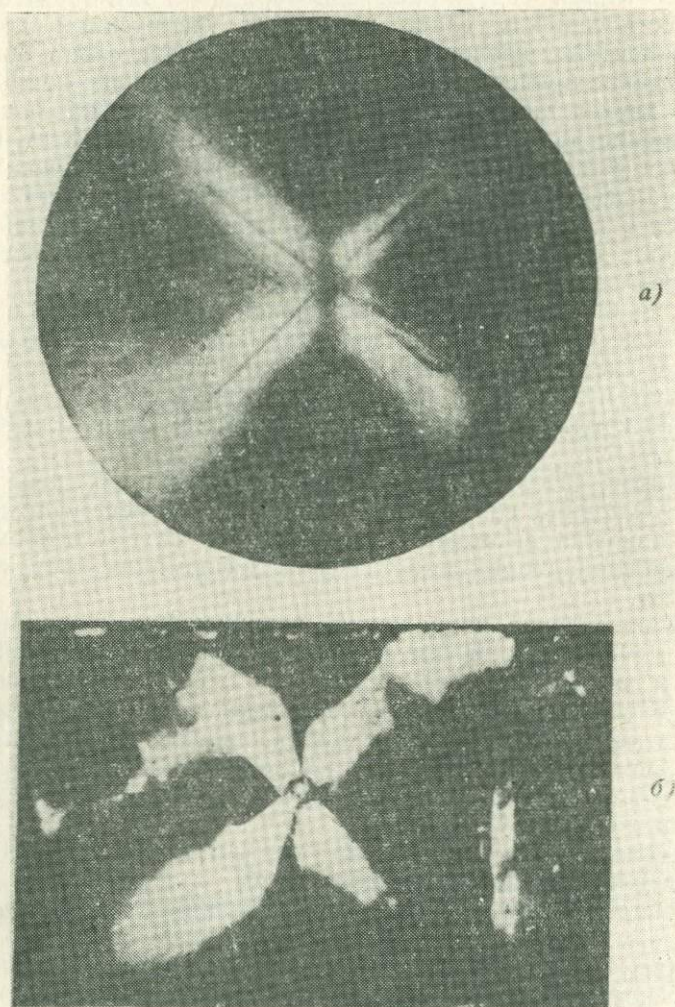


Рис. 3. Распределение напряжений в кристаллах NaCl при надавливании острием на грань (100) по [20]

Напряжения уменьшаются обратно пропорционально расстоянию. Напряжения, накладываясь, могут как взаимно компенсироваться, так и складываться, образуя дальнедействующие макроскопические напряжения. Другим источником

внутренних напряжений является неравномерное распределение примесей.

В. Л. Инденбом [23] указывает, что в кварце и сильвине напряжения, связанные с неоднородным распределением примеси, могут вызвать разрушение кристалла. Опасность примеси определяется степенью ее влияния на характеристики решетки.

Закалка увеличивает предел текучести у закаленных образцов NaCl. Медленный отжиг кристаллов увеличивает их пластичность, понижает предел текучести.

В ионных кристаллах более сложной структуры, чем щелочногалогенные кристаллы, пластическая деформация происходит как скользящим, так и двойникованием, например, в кальците,  $Al_2O_3$  [5].

Кристалл ослабляется имеющимися в нем сдвиговыми напряжениями. Гидростатическая нагрузка может улучшить структуру кристалла, устранить дефекты решетки. Предел прочности материала по отношению к сдвигу растет с уменьшением размеров зерен и возрастанием гидростатической нагрузки. С ростом гидростатического давления растет пластичность тел [24.]

Предел текучести при изменении химического состава в ряду кристаллов LiF, NaCl и KCl, находящихся под гидростатическим давлением  $4,3 \cdot 10^8$  кГ/см<sup>2</sup>, изменяется различно. Для кристаллов LiF это изменение весьма мало, а для кристаллов NaCl и KCl наблюдается увеличение соответственно на  $7 \pm 1\%$  и  $18 \pm 2\%$ . Эти данные имеют хорошую корреляцию с изменениями объема кристаллов при всестороннем сжатии.

Таким образом, чем прочнее кристалл, чем больше энергия его решетки, тем меньше увеличение предела текучести и сжимаемости кристаллов при всестороннем сжатии. Эти результаты имеют удовлетворительное объяснение с учетом уменьшения подвижности дислокации при увеличении гидростатического давления [25].

Экспериментально показано, что при высоком всестороннем давлении металлические соединения становятся пластичными, и наблюдается деформационное упрочнение их. В системах нестехиометрического состава наблюдается деформационное старение [26]

На диаграммах деформации сжатия монокристаллов NaCl при комнатной температуре наблюдается три стадии, которые имеют корреляцию с концентрацией и распределением дислокаций и картиной двулучепреломления и распределением прочности [27].

Наиболее четко на кривых выявлены два участка слабого и сильного линейного упрочнения, т. е. стадии I и II.

Первые линии скольжения появились при напряжениях  $50 \text{ г/мм}^2$ . Они располагались вдоль двух ортогональных систем скольжения. При дальнейшем нагружении деформация развивалась только по одной системе плоскостей скольжения до тех пор, пока вся поверхность не покрывалась равномерно дислокациями. Это означало появление первой стадии упрочнения. Оно наступило в условиях, когда дислокации главной системы тормозились на линиях скольжения второй ортогональной системы, образуя вдоль них вертикальные стенки, аналогичные границам полос сброса. Внутри прослоек, ограниченных вертикальными стенками, решетка была повернута относительно окружающего материала. На II стадии наблюдалась полигонизация под нагрузкой, и возникали две другие системы скольжения, наклоненные к первым двум. Упрочнение на II стадии связывается с дополнительным взаимодействием вторичных систем скольжения с дислокациями первичной системы.

Отжиг деформированных кристаллов показал, что при температуре  $200\text{--}400^\circ\text{C}$  происходит быстрое падение микротвердости и объемной плотности, а при температуре  $350\text{--}600^\circ\text{C}$  наблюдается падение концентрации дислокаций и пределах текучести.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. E. Silk CH, R. S. Barnes. *Acta Metallurg*, 9, № 6, 558 (1961).
2. Д. Гилман. УФН, 80, 455, 1963.
3. Фундам. исследов. по атомной энергии в США, ч. III, Атомиздат. Москва, 1967, стр. 62.
4. Д. Гилман. УФН, 90, 456, 462 (1963).
5. В. Л. Инденбом, А. Н. Орлов. ФММ, 15, 5 (1963).
6. В. Л. Инденбом. Физика щелочногалогидных кристаллов. Изд. ЛГУ, Рига, 1962, стр. 446.
7. А. В. Степанов. ЖЭТФ, 17, 601, (1947), 18, 741 (1948).
8. J. Gilman, W. Jahnston. *J. Appl. Phys.*, 29, 847 (1958).
9. W. Jahnston, J. Gilman. *J. Appl. Phys.*, 30, 129 (1959).
10. J. Eshelby, *Proc. Phys. Soc.*, A62, 307 (1949).
11. J. Gilman, W. Jahnston. *Dislocations and Mechanical Properties of G* 1957.
12. W. Jahnston, Gilman J., *J. Appl. Phys.*, 31, 632 (1960).
13. J. Kochler. *Phys. Rev.*, 86, 52 (1952).
14. E. Orowan. *Dislocations in Metals* New York., 103, 1954.
15. A. Edner. *Zs. f. Phys.*, 73, 623 (1931).
16. W. Schütze, *Zs. f. Phys.*, 76, 135 (1932).
17. J. D. Eshelby, Nevey W. A., Lidiard A. B. *Phil. Mag.*, 3, 75 (1958).
18. J. Gilman, *J. Appl. Phys.*, 30, 1953.
19. П. В. Обреимов, А. В. Шубников. ЖРФХО, 58, 817 (1926).
20. А. А. Воробьев, Е. К. Завадовская. Электрическая прочность твердых диэлектриков. ГИТТИ, Москва, 1956.
21. М. П. Шаскольская, Г. Ф. Доброжанский. Кристаллография, 7, 103 (1962).

22. М. П. Шаскольская, Сунь-Жуй-Фан. Кристаллография, 4, 81 (1959).
23. В. Л. Инденбом, В. П. Никитенко, Л. С. Мишевский. ДАН СССР, 141, 4 (1962).
24. Р. Г. Архипов и др. Природа, 1, 3 (1967).
25. Davis L. A., Lordon R. B. Appl. Phys. Lett., 10, v. 6, 173, (1967).
26. Е. Д. Мартышев, Б. И. Береснев, И. А. Баранов, В. Я. Мезис, А. Е. Фокин, С. П. Чижик, Ю. Н. Рябини. ФММ, 24, № 3, 522 (1967).
27. Davidge R. W., Praff P. L. Phys. Stat. Solidi, 6, № 3, 759 (1964).

#### § 4. ВОЗНИКНОВЕНИЕ. РАЗМНОЖЕНИЕ И АННИГИЛЯЦИЯ ДИСЛОКАЦИИ

Дислокации образуются при выращивании кристаллов из расплава. В ионных кристаллах эти дислокации сильно закреплены и без дополнительной термической обработки кристалла, разрушающей дислокационную сетку, не перемещаются и не могут принимать участия в процессе деформации [1].

«Свежие» дислокации в решетке образуются одним из трех путей:

1. Гомогенным зарождением.
2. Гетерогенным зарождением.
3. Регенеративным размножением при действии:
  - а) источника Франка-Рида ( $\Phi - P$ ),
  - б) многократного поперечного скольжения [1].

Гомогенным называют образование дислокации в совершенной решетке при действии напряжения, превышающего теоретический предел текучести, равный  $g/4\pi$ .

Практически было показано, что в кристаллах LiF дислокации не возникали при напряжениях до  $g/85$ , а в нитевидных кристаллах NaCl даже до  $110 \text{ кг/мм}^2$ , что составляет около  $g/11$  [1].

В реальном кристалле около дефектов возникают перенапряжения, вызывающие гетерогенное зарождение дислокаций. Гетерогенное зарождение может обеспечить начало пластического течения, но не может привести к образованию высокой концентрации дислокаций, наблюдаемой при большой пластической деформации [1].

Большинство дислокаций возникает за счет регенеративного размножения, процесс которого был впервые предложен Франком и Ридом [2].

Один из видов этого процесса называется источником Франка и Рида, схематично показан на рис. 1. Источник состоит из сегмента дислокации  $AB$  (рис. 1,1), который закреплен с обоих концов. Сегмент  $AB$  лежит в плоскости скольжения и имеет вектор Бюргерса, необходимый для скольжения, в плоскости чертежа, в то время как сегменты  $BC$ ,  $BD$ ,

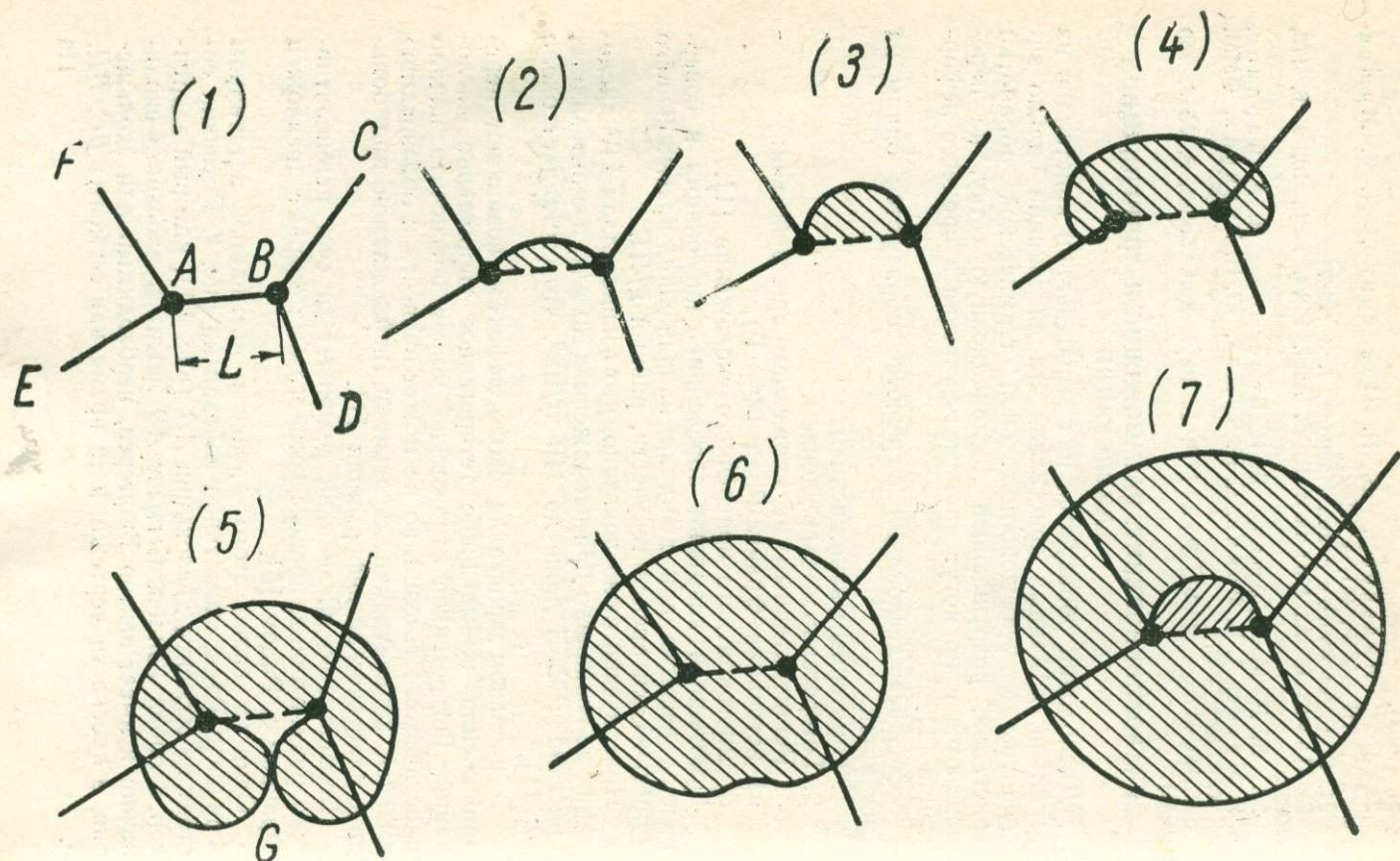


Рис. 1. Схема регенеративного размножения дислокаций по Франку и Риду по [1]

$AE$  и  $A$  лежат в других плоскостях и могут не иметь подходящих для скольжения в этой плоскости векторов Бюргерса. При напряжении сдвига действует сила  $\sigma b$ , которая выгибает сегмент  $AB$  (рис. 1).

Дислокационная линия подобна упругой струне, оказывает сопротивление этой силе, натяжение дислокации находится в статическом равновесии с приложенной силой до тех пор, пока его значение не достигнет величины  $\sigma_{\phi-1} \simeq gb/L$ , где  $L$  — длина  $AB$ . После достижения этого предела происходит дальнейшее увеличение длины дислокационной петли. В критическом состоянии радиус дислокационной полупетли достигает значения  $L/2$  (рис. 1). Дальнейшее расширение дислокационной петли сопровождается ее движением вверх и вниз (рис. 1, 4), и образуется конфигурация, представленная на рис. 1, 5. Затем в точке  $g$  происходит аннигиляция дислокаций, после чего остается начальный сегмент  $AB$ , способный образовать новую петлю (рис. 1, 5). После этого процесс начинается снова (рис. 1, 6). Сегмент  $AB$ , являющийся источником дислокаций по Франку и Риду, восстанавливается каждый раз после образования дислокационной петли и может образовать сколько угодно много дислокаций при соблюдении приведенных двух условий: закрепления концов  $AB$  и превышения значения эффективного напряжения  $\sigma_{\phi-p}$  [1], обусловленного полями дислокаций.

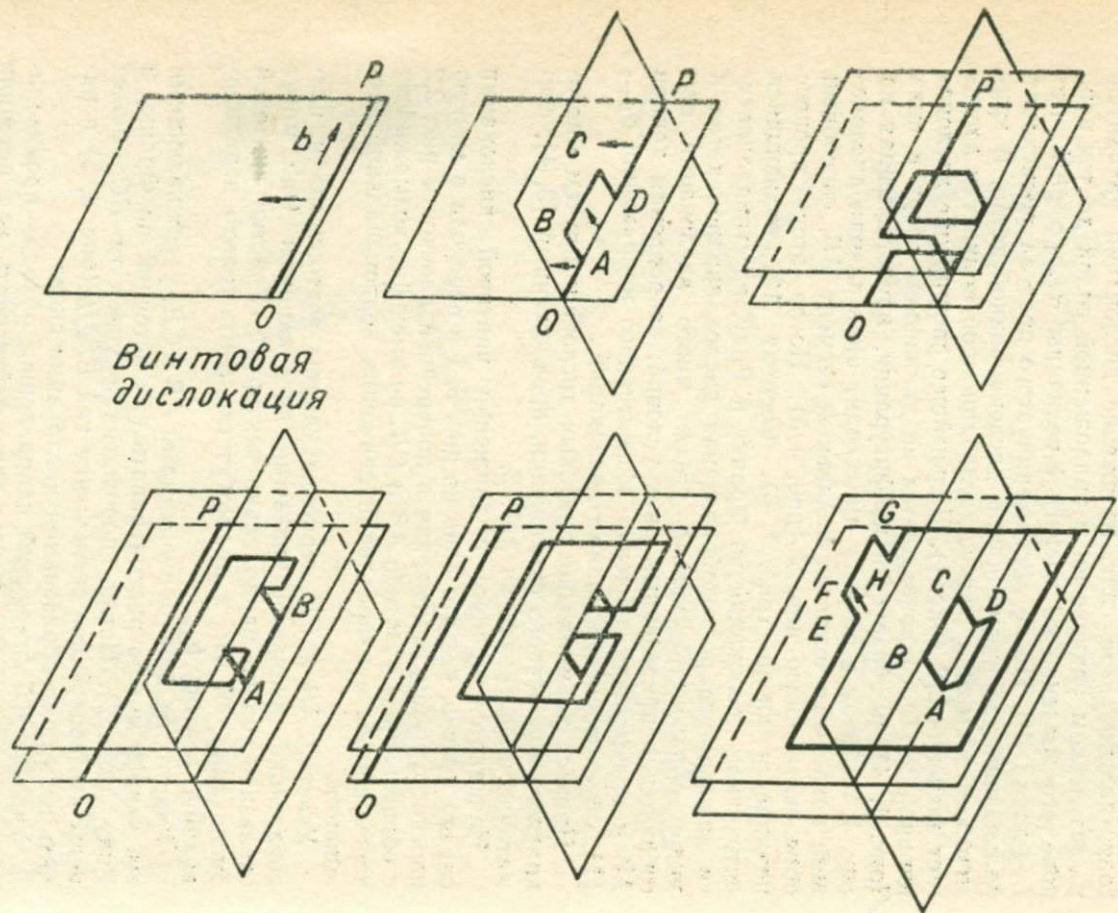
Процесс размножения винтовых дислокаций путем многократного поперечного скольжения, предложенный [3, 4], схематично представлен на рис. 2.

Начинается процесс с движения винтовой дислокации справа налево, как это дано на рис. 2, 1 и перехода в другую плоскость путем скольжения в поперечной плоскости рис. 2, 2 с образованием участков  $AB$  и  $CD$ , не имеющих возможности перемещаться в направлении движения первоначальной дислокации.

Участки  $AB$  и  $CD$  перпендикулярны вектору «в» и, следовательно, являются краевыми дислокациями. Они могут скользить только параллельно вектору  $b$ . Участки винтовой дислокации  $OA$ ,  $BC$  и др. могут скользить только перпендикулярно вектору  $b$ .

Участок  $BC$  вместе с участками  $AB$  и  $CD$ , удерживающими его концы, можно рассматривать как источник по Франку и Риду (рис. 2). Петля, порожденная участком  $BC$ , может испытать поперечное скольжение как  $EFgH$  (рис. 8, 5) и начать весь цикл образования дислокации снова.

Участок  $AD$ , имеющий направления обхода, противоположные участку  $BC$ , может тоже действовать как источник по Франку и Риду, но в противоположном направлении и образовывать множество новых дислокаций [1].



Винтовая  
дислокация

Рис. 2. Схема размножения винтовых дислокаций путем многократного поперечного скольжения по [3]

Рассмотренные процессы являются характерными для образования дислокаций в кристаллах LiF [5].

Скорость пластической деформации кристалла растет с увеличением концентрации дислокаций и скорости их образования.

Скорость изменения концентрации дислокаций определяется быстротой их размножения, которая пропорциональна имеющейся концентрации  $N$  и коэффициенту размножения  $\alpha$ , т. е.

$$\frac{dN}{dt} = \alpha N, \quad (1)$$

откуда

$$N = N_0 \exp \alpha t. \quad (2)$$

Скорость исчезновения дислокаций пропорциональна вероятности столкновения двух дислокаций, т. е.  $\beta N^2$  (3)

Следовательно, скорость изменения концентрации дислокаций определится формулой:

$$\frac{dN}{dt} = \alpha N - \beta N^2. \quad (4)$$

Постоянство концентрации будет достигнуто при условии  $N = \alpha/\beta$ . Если деформация материала продолжается, то расширяются полосы скольжения пропорционально деформации, что и определит возрастание числа дислокаций при постоянстве их концентрации внутри полосы.

С увеличением деформации до 1—20% весь кристалл LiF покрывается полосами скольжения. После достижения насыщения концентрации дислокаций при покрытии всего кристалла полосами скольжения кристалл упрочняется. Напряжение, необходимое для поддержания неизменной скорости пластического течения, увеличивается пропорционально относительной деформации  $\epsilon$ .

Концентрация дислокации также растет пропорционально напряжению или деформации  $\epsilon$ , как это дано на рис. 3, на котором во всем диапазоне относительных деформаций  $\epsilon$  от  $10^{-3}$  до  $10^{-1}$  наблюдается линейная зависимость  $N$  (дисл/см<sup>2</sup>) =  $10^9 \epsilon$ , где  $\epsilon$  — деформация сжатия кристаллов LiF.

По [1] деформационное упрочнение ионных кристаллов является линейным и наблюдается в пределах до 15% деформирования, а коэффициент упрочнения, выраженный через линейную концентрацию дислокаций, примерно равен 4 дисл.

Отжиг под давлением до 40 кбар не сопровождался изменением концентрации дислокаций в кристаллах LiF. Повышение давления увеличивает сопротивление движению дислокаций в кристаллах LiF и уменьшает скорости скользящего диффузионного перемещения дислокаций [5].

Одновременно с пластической деформацией идут и термически активированные процессы восстановления решетки, т. е. процессы упрочнения сопровождаются процессами отдыха, состоящего в рассасывании дислокационных скоплений, аннигиляции дислокаций противоположных знаков и равноименно заряженных ступенек на дислокациях. С увеличением

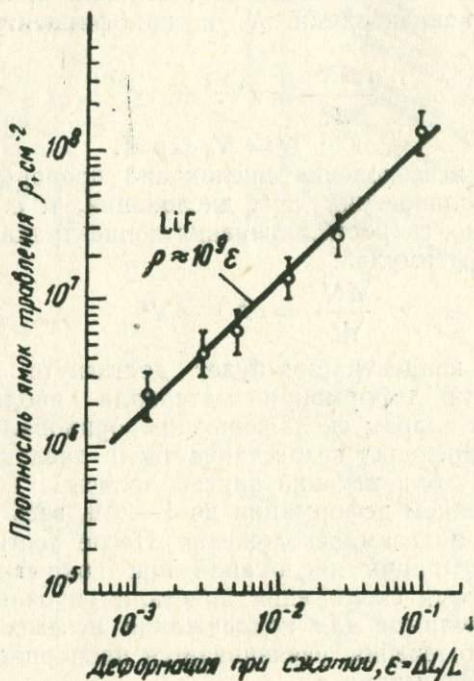


Рис. 3.

приложенного напряжения  $\sigma$  понижается энергия активации  $W(\sigma)$  процессов отдыха, и растет скорость отдыха, и понижается скорость упрочнения кристалла. Наступает следующая стадия деформации, которой соответствует некоторое значение критического напряжения  $\sigma_k$ . Если отдых материала управляется одним термически активируемым процессом, то зависимость от температуры скорости деформации для этой стадии дается формулой:

$$\epsilon \approx \exp\left(-\frac{W(\sigma_k)}{kT}\right). \quad (5)$$

Изучение зависимости (5) дает возможность определять стадии деформирования кристалла и делать заключения об

изменении атомных процессов, определяющих пластическую деформацию на этой стадии.

Для реального кристалла скорость перемещения дислокаций определяется существующими в кристаллах напряжени-

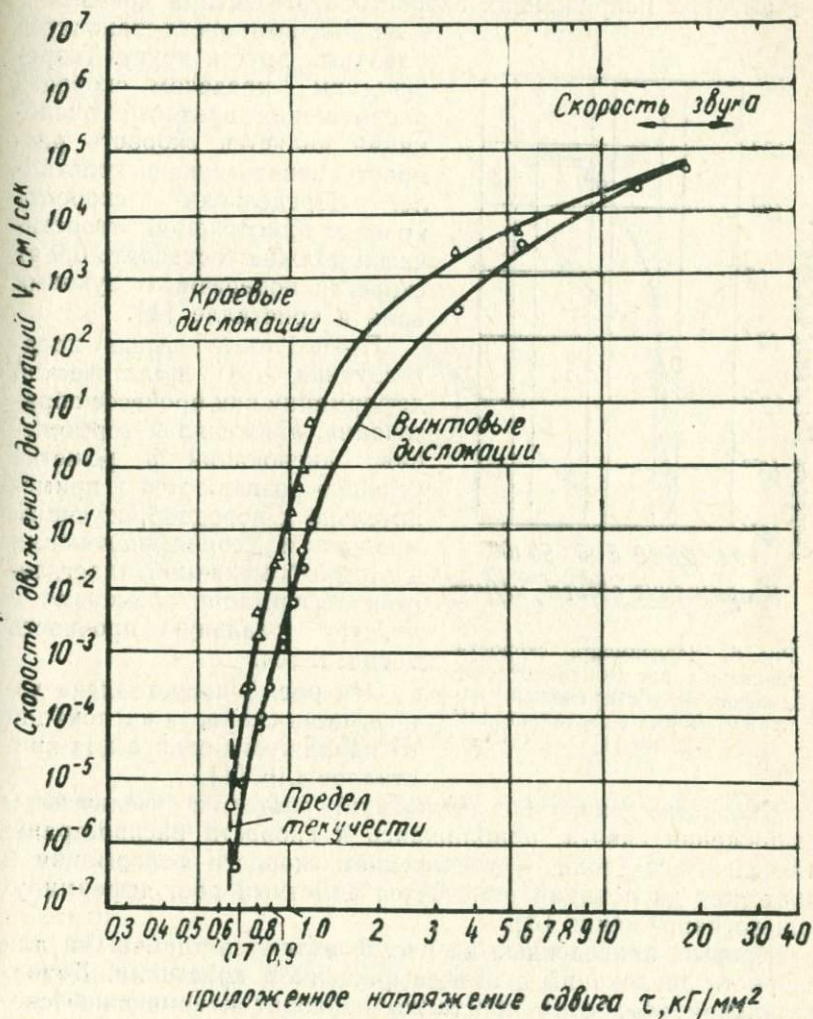


Рис. 4. Зависимость скорости перемещения винтовых и краевых компонент дислокаций в LiF от величины касательных напряжений по [1]

ями и температурой [1-5]. На рис. 4 даны зависимости скоростей перемещения винтовых и краевых компонент дислокаций в LiF от величины касательных напряжений [1].

За исключением диапазона высоких скоростей скорость перемещения краевых компонент дислокаций оказывается в 50 раз выше скорости перемещений винтовых компонент при одном и том же напряжении. При высоких скоростях, т. е. при высоких напряжениях скорости перемещения краевых и винтовых компонент становятся близкими друг к другу. Теоретическим пределом скорости перемещения винтовых дислокаций является скорость распространения звука в кристалле. Предельная скорость краевых дислокаций теоретически должна составлять 0,9 от скорости поперечных звуковых волн в кристалле [1].

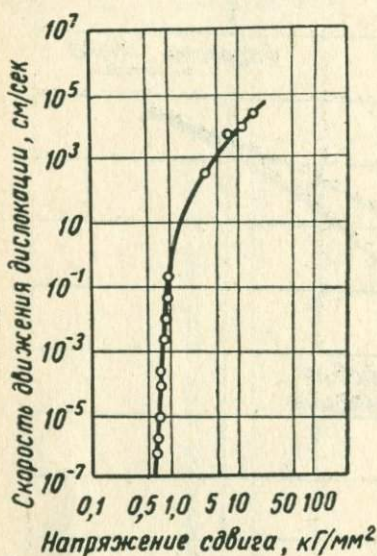


Рис. 5. Зависимость скорости движения дислокаций от скалывающей составляющей напряжений для кристаллов LiF по [1]

Скорость движения дислокаций растет с увеличением напряжения сдвига, приближаясь к скорости распространения сдвиговых волн. С увеличением скорости деформации и движения дислокаций отмечается заметный рост деформирующего напряжения [6].

Кривые, приведенные на рис. 5, являются типичными для скорости дислокаций в свежевращенном кристалле. Дополнительная обработка кристалла приводит к изменению скорости перемещения дислокаций. Так, например, при увеличении твердости кристалла для получения одной и той же скорости перемещения винтовых компонент дислокаций требуются большие напряжения. Аналогичная картина получена и для краевых компонент дислокаций [5].

Температурная зависимость скорости движения дислокаций изучалась на кристаллах LiF при фиксированных

значениях напряжений [7]. На рис. 6 показана зависимость скорости перемещения дислокаций от напряжения сдвига для кристаллов LiF — одного, находившегося под напряжением 300, и второго — 1100 г/мм<sup>2</sup>. В пределах точности эксперимента зависимость логарифма скорости дислокации  $v_s$  от  $\frac{1}{T}$  может быть представлена прямыми линиями. Наклон обеих

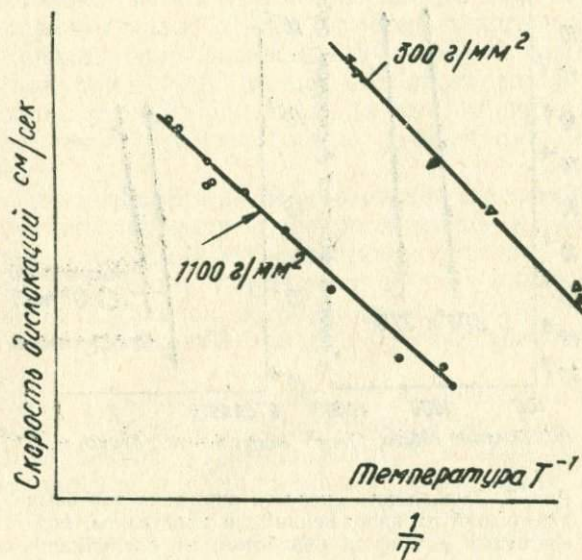


Рис. 6. Температурная зависимость скорости дислокаций в кристаллах LiF при двух различных напряжениях по [7]

прямых почти одинаков, и скорость можно выразить следующим уравнением:

$$v_s = f(\sigma) e^{-\frac{\Delta Q}{kT}},$$

где  $\Delta Q = 0,7$  эв. Эта зависимость получена для температурного диапазона  $+25^\circ\text{C} > T > -50^\circ\text{C}$ .

Изменение скорости перемещения дислокаций с повышением температуры показано на рис. 7, где представлены данные, полученные при температуре  $300^\circ\text{K}$  и при  $77^\circ\text{K}$  [5].

Полосы скольжения, возникающие в кристаллах, обусловлены явлением размножения дислокаций при пластическом течении. Под действием напряжения исходная дислокационная петля расширяется, и внутри нее образуются новые петли малых размеров. Новые петли размножаются так же, как и

исходная петля, и в результате образуется широкая полоса скольжения.

Процесс размножения дислокаций сильно зависит от приложенного напряжения и состояния кристалла, например, в случае твердого кристалла при изменении напряжения в 1,4 раза концентрация новых дислокаций изменялась

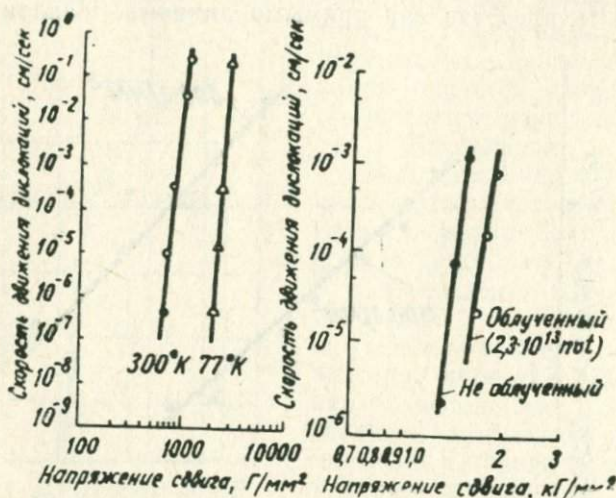


Рис. 7. Зависимости скорости движения винтовых дислокаций от напряжения для кристаллов, подвергнутых различной обработке: а) влияние понижения температуры, б) влияние облучения нейтронами поток  $2,3 \cdot 10^{13}$  нейтрон/см<sup>2</sup> по [1]

в 1000 раз [5]. При больших напряжениях концентрация дислокаций может достигать очень высоких значений, например, при напряжении 20 кг/мм<sup>2</sup> концентрация новых дислокаций составляет  $10^4$  см<sup>-2</sup>. С другой стороны, если дислокация распространяется при напряжении, немного превышающем минимальное напряжение, необходимое для ее движения, то образование новых петель не происходит даже при расширении исходной петли до диаметра 0,5 мм.

Если дислокационная петля находится под действием постоянного напряжения, достаточного для размножения дислокаций, то концентрация петель на плоскости скольжения будет расти со временем. В начале процесса размножения число дислокаций растет со временем по экспоненциальному закону, затем скорость роста падает. Когда размножение дислокаций дошло до такого уровня, что дислокации, образующие одну полосу скольжения, находятся на расстоянии порядка 2 мкм друг от друга, начинается увеличение ширины

полосы скольжения. В ходе поперечного уширения полосы концентрация дислокаций внутри полосы сохраняется неизменной и начинает расти только после того, когда поверхность кристалла окажется полностью покрытой полосами скольжения при более высоком напряжении.

Увеличение ширины полос скольжения линейно зависит от степени макроскопической деформации. Скорость роста полосы скольжения уменьшается с твердостью кристалла. Поперечные размеры полос растут с ростом пластической деформации. Концентрация дислокаций в полосе скольжения после деформации при  $-196^{\circ}\text{C}$  выше, чем после деформации при  $25^{\circ}\text{C}$ . Полосы скольжения, наблюдаемые по фигурам травления, более четко очерчены после деформации при низкой температуре.

Число дислокаций и их распределение в деформированном кристалле определяются суммарной степенью деформации, скоростью деформации и твердостью кристалла.

Новые дислокации образуются в ходе пластической деформации из начальной дислокационной петли. Новые петли возникают во множестве различных точек вблизи плоскости скольжения [1].

Скорость дислокаций зависит от количества примесей, их химического состава и распределения в решетке.

В. Л. Инденбом [6] указывает на возникновение электрических явлений при пластической деформации. Например, ступеньки, возникающие на дислокациях, пересекающихся в процессе движения, могут нести электрический заряд. При неконсервативном движении вслед за скользящими дислокациями нейтральные или заряженные ступеньки оставляют за собой цепочки заряженных точечных дефектов, возникающих при пересечении дислокаций в кристаллах со структурой типа NaCl. В некоторых типах цепочек дефекты настолько прочно связаны электростатическими силами, что они сохраняются в виде линейных дефектов, эквивалентных дислокационным диполям [7]. Дислокационные диполи играют большую роль в явлении упрочнения кристаллов типа NaCl при пластических деформациях. Они понижают подвижность винтовых дислокаций по сравнению с подвижностью краевых дислокаций.

Заряженные ступеньки возникают также и при термических флуктуациях в решетке. Возможный пример образования заряженной ступеньки на дислокации рассмотрен в работе [6]. На рис. 8 изображена пара ступеней с зарядами  $+\frac{e}{2}$  и  $-\frac{e}{2}$ , возникающих вследствие термических флук-

туаций на краю лишней полуплоскости краевой дислокации  $\frac{a}{2} \langle 110 \rangle$  в решетке NaCl.

Поглощая заряженную вакансию, несущую заряд противоположного знака, ступенька меняет знак своего заряда. Если энергии образования вакансий разных знаков не совпадают, то дислокация в состоянии термодинамического

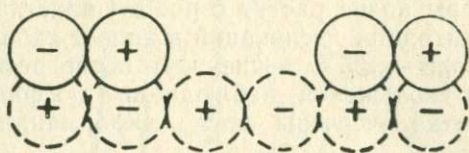


Рис. 8. Парка заряженных ступенек на конце лишней полуплоскости краевой дислокации с вектором Бюргерса  $a/2 \langle 110 \rangle$  в решетке NaCl по [6]

равновесия будет обладать избытком ступенек некоторого знака, т. е. в целом будет заряженной.

Вокруг заряженной дислокации образуется атмосфера из вакансий обратного знака, нейтрализующего заряда дислокации. Атмосфера заряженных вакансий препятствует движению дислокаций и повышает предел текучести кристалла. Под действием внешних напряжений или термических флуктуаций возникают колебания дислокации относительно менее подвижного окружающего ее облака заряженных вакансий. Это приводит к возникновению электрической поляризации и, возможно, дипольного излучения электромагнитных волн. Движение заряженных дислокаций, вырвавшихся из своих атмосфер вакансий, обуславливает увеличение электропроводности кристалла, которое будет наблюдаться одновременно с радиоизлучением при скачкообразной пластической деформации или нагревании.

Заряженная дислокация, потеряв свой заряд, получает возможность свободного перемещения по кристаллу. Этим объясняется температурный ход предела текучести NaCl [4].

Зарождение дислокаций зависит от реальной структуры рассматриваемой части кристалла. Дислокации могут образоваться и в областях, свободных от дислокаций, если эти области содержат примеси или другие центры напряжений. Дислокации не образуются в областях кристалла, свободных от дефектов, если даже прикладываемое напряжение достигает высоких значений.

Подвижность дислокаций зависит от распределения атомов в решетке и особенностей межатомных связей [8].

Металлическая связь слабо препятствует перемещению дислокаций, и сопротивление сдвигу получается очень малым.

Ковалентные, насыщенные и направленные связи оказывают большое сопротивление движению дислокаций, что и повышает хрупкость тел с такими связями.

Если силы связи между плоскостями скольжения имеют металлический, т. е. не направленный и не насыщенный характер, то перераспределение связей в ядре дислокации будет происходить при малом напряжении сдвига. Центральный атом при этом, не теряя связи со своим ближайшим соседом в плоскости скольжения при условии простой краевой дислокации, после перемещения дислокации может оказаться связанным со следующим атомом.

В случае ковалентных связей для перемещения дислокации из одного равновесного положения в соседнее необходимо прежде всего нарушить связь центральной группы атомов со своими старыми соседями. После этого у них появится возможность образования связей с новыми соседями.

Такой механизм перераспределения ковалентных связей требует затраты большой энергии и должен быть связан либо с разрывом взаимодействия атомов в микрообъемах, либо с большой тепловой активационной энергией частиц. Если перемещения дислокаций начинаются с активации дислокационной полупетли определенного радиуса, то при перемещении дислокации сразу происходит и перераспределение связей у большой группы атомов.

Движение дислокаций в кристаллах с ковалентными связями может еще испытывать сопротивление из-за направленности сил связи и некомпактности ковалентной решетки.

Согласно [9] дислокации в кристаллах типа алмаза имеют в ядре атомы с одной или двумя разорванными связями, которые могут взаимно компенсироваться при большой подвижности атомов, вызывая изменения взаимного расположения атомов в ядре дислокации.

Такая дислокация оказывается замороженной в решетке, а ее подвижность тесно связана с подвижностью атомов.

Но [9] возможно торможение дислокации, вызванное взаимной компенсацией электронных связей без смещения атомных остовов. Ядро дислокации в кристаллах с ковалентными связями может представлять собой микротрещину [8].

Большое значение энергии дефектов упаковки и большая упорядочивающая межатомная сила в ковалентных кристаллах позволили сделать вывод, что в кристаллах с такими связями дислокации должны быть узкими и нерасщепленными.

Температурная зависимость подвижности таких дислокаций должна быть резкой, что и подтверждено экспериментом.

На подвижность дислокаций в решетках металлов, кроме ковалентных составляющих межатомных сил, влияют взаимное расположение соседних атомов в плоскости скольжения и соседних плоскостях и величина энергии взаимодействия между атомами. В реальных кристаллах и поликристаллах учитывается торможение дислокаций дефектами структуры, вакансиями, примесными атомами, зависящее от температуры.

В связи с повышенной хрупкостью кристаллов с ковалентными направленными связями возникла гипотеза, что в таких телах нет пластической деформации.

Существовала гипотеза [10], что при гомеополярных связях образование дислокаций невозможно вследствие жесткости направленных связей. По этой причине отпадала и возможность трансляции.

Затем была обнаружена пластическая деформация в германии при температуре выше  $500^{\circ}\text{C}$ , кремнии и других кристаллов с решеткой типа алмаза и ковалентными связями.

Пластическая деформация осуществлялась путем растяжения, сжатия, изгиба, кручения или вдавливания индентора.

Известны две гипотезы о физической природе сильной температурной зависимости напряжения сдвига дислокаций в ковалентных кристаллах. По Ван Бюрену [9], особенности поведения дислокаций в ковалентных кристаллах определяются большой энергией взаимодействия дислокаций с атмосферами примесей.

По гипотезе [13] ядро краевой дислокации фактически можно рассматривать как субмикротрещину, так как вследствие их резкой направленности связи в ядре дислокации не изогнуты, а разорваны. Поэтому движение дислокации в ее плоскости скольжения можно рассматривать как диффузию субмикротрещины (ядра дислокаций) в поле приложенных напряжений сдвига.

В. И. Трефилов [14] пришел к выводу, что основные экспериментальные результаты находятся в согласии с гипотезой сопротивления движению дислокаций атмосферами примесей.

Перемещение дислокации тормозится ее взаимодействием с решеткой, с другими дислокациями, примесями и другими дефектами структуры.

Естественный порог, преодолеваемый дислокацией, перемещающейся в плоскости скольжения, связан с наличием сопротивления движущейся дислокации в идеальной решетке, которое определяется, как сила Пайерльса. Связанная с этим величина напряжения дается выражением

$$\sigma_n^* \approx 10^{-4} G \quad (6),$$

где  $G$  — модуль сдвига. Эта величина мала по сравнению с силами торможения, обусловленными наличием дефектов в решетке [9].

Известно несколько различных механизмов торможения движения дислокаций, действие которых влияет на пороговое значение напряжения  $\sigma^*$ .

Взаимодействие дислокации с другими дислокациями тормозит не перемещение. Напряжение потенциального поля с удалением от дислокации изменяется пропорционально  $1/r$ . Оценка величины вклада такого взаимодействия в напряжение для совокупности параллельных краевых дислокаций с вектором Бюргерса, расположенных на расстояниях  $\lambda$  в параллельных плоскостях скольжения при условии, что плотность дислокаций  $\rho \sim \lambda^{-2}$ , приводит к выражению

$$\sigma_{из}^* \approx \frac{G \cdot b}{8\pi(1-\nu)} \cdot \frac{1}{\lambda} \approx 6 \cdot 10^{-2} \rho^{1/2}, \quad (6)$$

где  $\nu$  — коэффициент Пуассона.

Такого же порядка величина получена для влияния винтовых дислокаций [15].

Торможение движения дислокаций в плоскости скольжения может быть также обусловлено дислокационными линиями, пересекающими плоскость скольжения, или различного рода иными неоднородностями, оказывающими тормозящее действие. Для того, чтобы дислокация могла двигаться, преодолевая неоднородности, расположенные на расстоянии  $L$  друг от друга, необходимо напряжение, достаточное для изгибания дислокационной линии и придания ей формы дуги с радиусом  $L/2$ . Соответствующая составляющая порогового напряжения  $\sigma_c^*$  определяется из условия [16].

$$\sigma_c^* \approx \frac{G \cdot b}{\pi(1-\nu)L} \cdot \ln \frac{\lambda}{r_0} \approx \frac{G \cdot b}{L}, \quad (7)$$

где  $\lambda \approx 10^2 r_0$ , а  $r_0$  — радиус дислокационного ядра. При  $\sigma > \sigma_c^*$  в области вблизи неоднородностей будут развиваться источники дислокационных петель типа Франка — Рида. К числу пороговых процессов, влияющих на кинетику пластической деформации и ползучести, относится и процесс рассыпания существовавших дислокационных границ [17]. Сущность явления заключается в следующем. Внешние напряжения могут вызвать выход одной дислокации из состава ранее сформированной дислокационной границы.

Удаление одной из дислокаций будет сопровождаться разрывом дислокационной границы и ее рассыпанием.

Необходимое для этого напряжение в случае простой наклонной границы определяется из условия

$$\sigma_{\text{гр}}^* \simeq \frac{G \cdot b}{\pi(1-\nu)} \frac{1}{a} \simeq G\varphi, \quad (8)$$

где  $a$  — расстояние между дислокациями в границе,  $\varphi \approx b/a$  — угол дезориентации соседних блоков.

Удаление следующей дислокации из нарушенной границы может произойти при меньших напряжениях, потому что вследствие диффузионного переползания дислокации перераспределяются в границе так, что расстояние между ними возрастает. Рассыпание незакрепленной дислокационной границы может дальше происходить при малых напряжениях, так как головная дислокация в такой границе может с помощью диффузии сместиться от своих соседей и ослабить свои связи с ними.

По данным Н. Е. Гегузина [17], при напряжениях  $10^7$  дин/см<sup>2</sup> таким путем могут рассыпаться малоугольные дислокационные границы, для которых  $\varphi \approx 10^{-4} \div 10^{-5}$ , что соответствует расстояниям между дислокациями  $10^{-4} \div 10^{-5}$  см.

В процессе ползучести рассыпающаяся граница является источником одиночных дислокаций. Эти явления наблюдались на ионных кристаллах в условиях чистого изгиба [17].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Гилман. УФН, 80, в. 3, 478 (1963).
2. F. C. Frank, W. T. Read. Phys. Rev., 79, 722 (1920).
3. J. E. Kohler. Phys. Rev., 86, 52 (1952).
4. E. Orowan. Dislocations in Metals, A.J.M., Nev. Jork, 1954, p. 103.
5. W. G. Johnstone. J. Gilman. J. Appl. Phys., 31, 632 (1960).
6. J. E. Hilliard, J. M. Lommel, J. B. Hudson. D. F. Stein. J. D. Livingston. Acta Metall., 9, № 8, 787 (1961).
6. J. E. Hilliard, J. M. Lommel, J. B. Hudson. D. F. Stein, ЛГУ, Рига, 1962, стр. 447.
7. W. D. Johnstone. J. J. Gilman. J. Appl. Phys., 31, 632 (1960).
8. Б. А. Сидоров. Сб. «Физ. природа хрупкого разрушения металлов». Киев, «Наукова Думка», 1965, стр. 71.
9. Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. М. И. Л., 1962.
10. L. Graf. Metallkunde, 41, 286, 1950.
11. Van Bueren H. g. Physica, 25, 775, 1959.
12. Van Bueren H. g. Physica, 26, 997, 1960.
13. P. Haasen. Acta Met., 5, 598, 1957.
14. В. Н. Трефилов. Сб. «Физ. природа хрупкого разрушения металлов». Киев, «Наукова думка», 1965.
15. Г. Шоек. Сб. «Ползучесть и возврат», М., Металлургияиздат, 1961, стр. 227.

16. А. Х. Коттрел. Дислокации и пластическое течение в кристаллах. М., Металлургиздат, 1958.

17. Я. Е. Гегузин, В. П. Мацокин. ФТТ, 8, № 9, 2858 (1966).

## § 5. АТОМНОЕ (ДИСЛОКАЦИОННОЕ) ОПИСАНИЕ ПЛАСТИЧНОСТИ КРИСТАЛЛОВ

В частном случае пластическая деформация в кристаллах типа NaCl происходит путем трансляционного скольжения по плоскостям (110) или (100), как это дано на рис. 1 [1]. Направление скольжения  $[110]$  определяется наименьшим значением вектора трансляции кристалла. В этом случае требуется наименьшая величина смещения по плоскости скольжения, чтобы восстановить структуру (рис. 1).

При высоких температурах сохраняется направление скольжения  $[110]$ , но скольжение происходит уже по плоскости (100).

Тенденция к скольжению кристалла по плоскости (100) увеличивается с уменьшением энергии ионной связи, возрастанием полярности ионов в кристалле.

Кристаллы, в которых обнаруживается эта плоскость скольжения, являются нерастворимыми в воде и обладают большей электронной проводимостью, чем кристаллы, в которых скольжение происходит предпочтительно по  $[110]$ .

Пластическая деформация в кристаллах происходит путем движения линий дислокаций, которые лежат в плоскостях скольжения и являются границными между областью в плоскости скольжения, в которой произошел сдвиг, и областью, в которой сдвига еще нет, как это схематически представлено на рис. 2. Скольжение представляется кратным единичному сдвигу кристаллической структуры. Часть плоскости скольжения, которая лежит далеко впереди

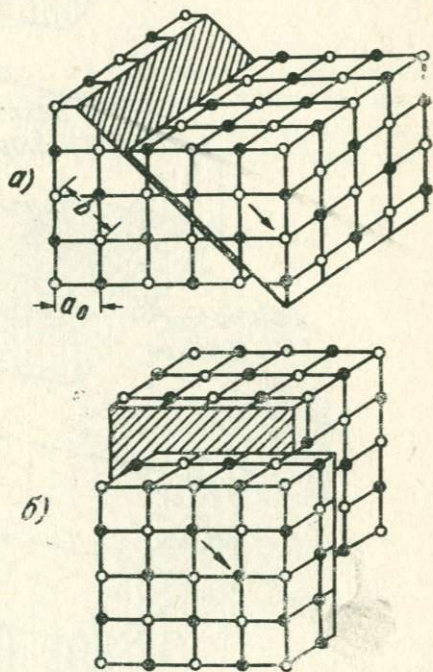


Рис. 1.

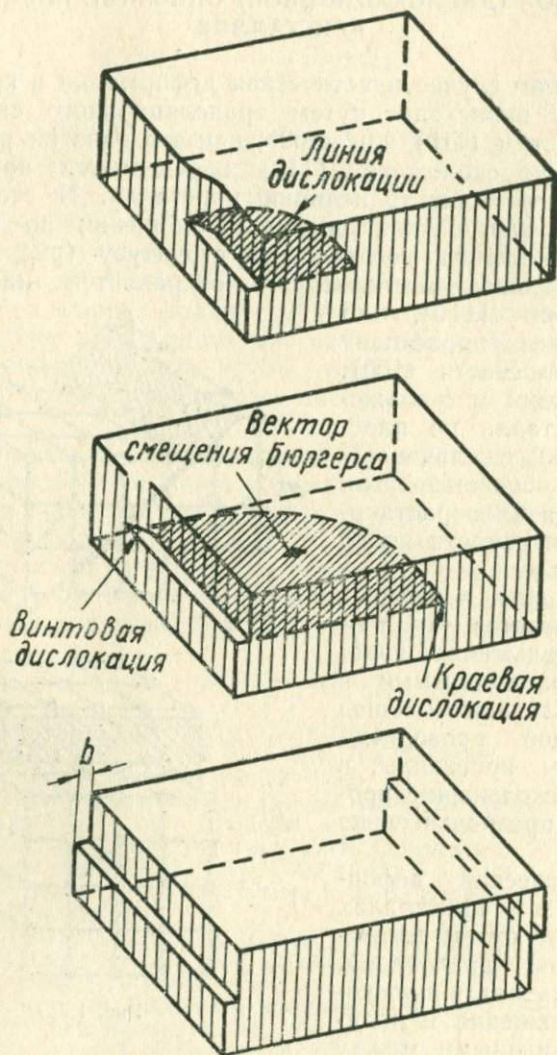


Рис. 2.

от дислокационной линии, имеет такую же структуру, как и часть, которая лежит далеко позади нее.

Сблaсть кристалла около центра дислокационной линии имеет сильно искаженную структуру. Она называется ядром дислокационной линии или дислокацией, ее диаметр  $2r_0$  составляет несколько межатомных расстояний.

На рис. 3 представлен участок решетки типа NaCl, содержащий дислокацию (110) [110].

Дислокационная линия характеризуется вектором скорости  $V$ , единичным вектором  $S$ , который дает направление касательных к линии дислокации. Геометрически дислокация определяется вектором Бюргера  $b_i$ , равным циркуляции вектора смещения  $U$  по произвольному контуру  $L$ , охватывающему дислокацию по ненарушенной идеальной решетке

$$b_i = - \oint_L \frac{\partial U_i}{\partial x_j} dx_j. \quad (1)$$

Контур Бюргера, составленный из векторов трансляции так, чтобы он замыкался в идеальной решетке (рис. 4), имеет разрыв на величину вектора Бюргера  $b$ . Следовательно, вектор Бюргера дислокаций в решетке равен вектору трансляции решетки [2].

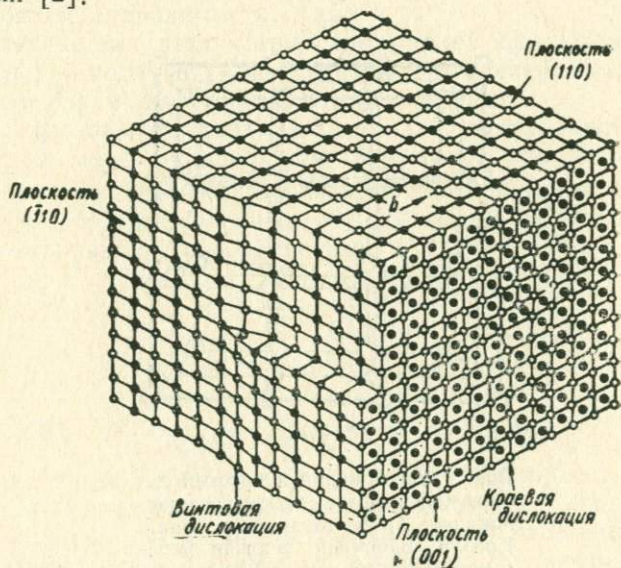
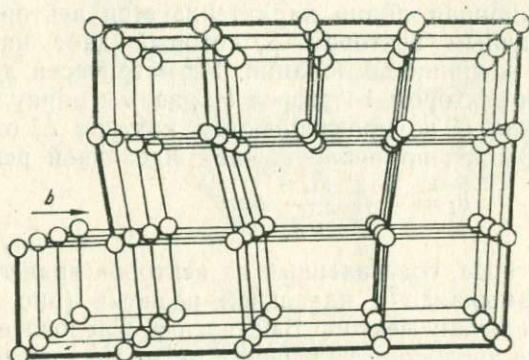


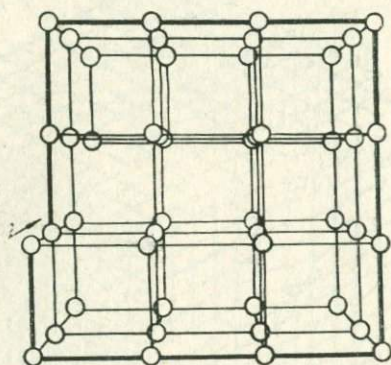
Рис. 3.

Угол  $\Psi$  между линией дислокации и вектором Бюргера определяет ориентацию дислокации. Когда  $\Psi = 90^\circ$ , тогда дислокация называется краевой. Она является краем непол-

ной плоскости, обрывающейся внутри решетки (рис. 4, а). Если  $\Psi = 0$ , дислокация называется винтовой (рис. 4, б). В этом случае кристаллическая решетка состоит из одной полной плоскости, изогнутой по винтовой поверхности. Дислокационная линия является осью винтовой лестницы, а вектор Бюргера шагом винта. Линии дислокации не могут обрываться и должны либо замыкаться на себя, образуя дис-



а)



б)

Рис. 4. Дислокация в простой кубической решетке: а) краевая дислокация; б) винтовая дислокация. Контур Бюргера показан утолщенной линией, вектор Бюргера — стрелкой

локационную петлю, либо выходить на поверхность, либо замыкаться на другие дислокации, образуя сетку дислокаций.

Упругие деформации и напряжения вокруг дислокации пропорциональны вектору Бюргера, а энергия дислокации

квадрату вектора Бюргерса. Две дислокации отталкиваются, если их Векторы Бюргерса составляют острый угол, и притягиваются, если этот угол тупой. В результате притяжения дислокации могут сливаться. Происходит дислокационная реакция.

Линия дислокации может переходить из одной плоскости скольжения в другую. В таком случае на границах образуются перегибы и ступеньки, как это показано на рис. 5. Перегибом называют излом в дислокации, лежащей в первичной плоскости скольжения. Перегибы образуются и исчезают при скольжении кристалла.

Ступеньки представляют собой изломы в линии дислокации, которые не лежат в первичной плоскости скольжения (рис. 5). Ступеньки и перегибы могут также образовываться при пересечении дислокаций [2]. В ионных кристаллах ступеньки на дислокациях иногда обладают зарядом [2]. При дальнейшем скольжении кристалла происходит переползание ступенек дислокации. В таком случае они оставляют за собой след в виде вакансий или межузельных ионов.

По этой причине пластическая деформация кристаллов сопровождается увеличением концентрации вакансий и внедренных ионов и изменением плотности, коэффициента диффузии, ионной проводимости и др.

Пластическая деформация материалов при высоких температурах — ползучесть в значительной степени может происходить путем диффузии точечных дефектов.

В остальных случаях, как правило, пластичность в значительной мере определяется движением дислокаций [2]. Скорость пластической деформации  $\dot{\epsilon}$  в поликристаллическом материале при диффузионном процессе под действием напряжения  $\sigma$  определяется уравнением.

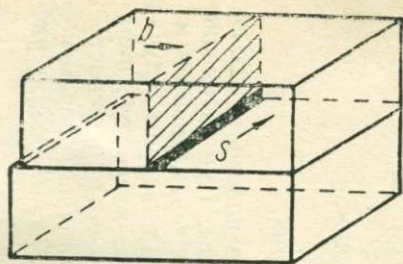
$$\dot{\epsilon} = \frac{D}{L^2} \cdot \frac{\sigma \Omega}{kT}, \quad (2)$$

где  $D$  — коэффициент самодиффузии;

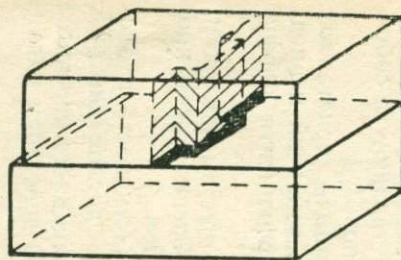
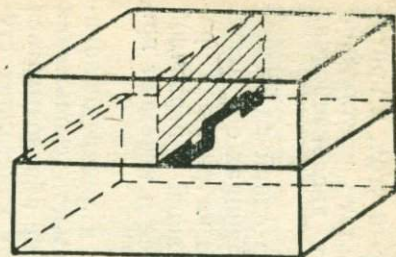
$\Omega$  — атомный объем;

$L = \sqrt{3R/2}$ ,  $R$  — радиус сферического зерна.

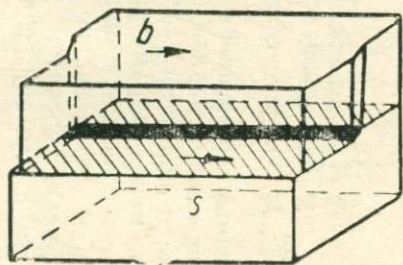
Механизмы перемещения дислокаций в плоскости скольжения и перпендикулярной к ней различны. При движении дислокации в плоскости скольжения ионы перемещаются на расстояния менее параметра решетки. Во втором случае происходит переползание ионов в соседнюю плоскость, наращивание или укорачивание неполных атомных плоскостей, сопровождаемое переносом масс, диффузионным перемещением вакансий или внутренних ионов на значительные расстояния.



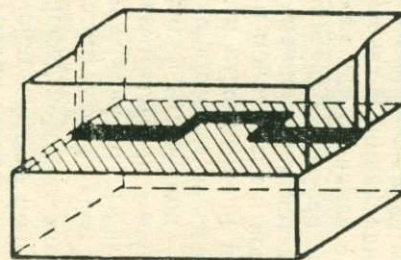
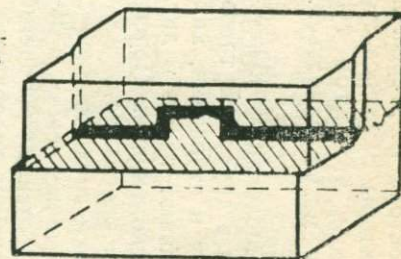
Прямая

С перегибом  
Краевая дислокация

Со ступенькой



Прямая

С перегибом  
Винтовая дислокация

Со ступенькой

В обоих случаях для скорости пластической деформации по дислокационной теории справедлива формула:

$$\dot{\epsilon} = Nvb, \quad (3)$$

где  $N$  — концентрация дислокаций,  
 $v$  — их скорость.

Скорость движения дислокаций согласно [3] может достигать звуковой.

При  $N = 10^8 \text{ см}^{-2}$ , скорость пластической деформации при скольжении дислокаций достигает  $10^5 \text{ сек}^{-1}$ . Скорость пластической деформации при переползании дислокаций определяется

$$\dot{\epsilon} = \frac{2\pi ND}{\ln(R/r_0)} \cdot \frac{\sigma\Omega}{\kappa T}, \quad (4)$$

где  $r_0$  — радиус ядра дислокации.

Из анализа формул (3) и (4) следует, что диффузионная пластичность на несколько порядков меньше пластичности за счет переползания [4].

Дислокационная теория объясняет результаты исследований, связанных с микропластичностью [2].

Скорость движения краевых и винтовых дислокаций в кристаллах LiF с увеличением приложенного напряжения сдвига растет экспоненциально. Так как дислокации являются упругими нарушениями решетки, то естественно, что скорость их перемещения не может превышать скорость звуковых волн в кристалле, т. е.  $10^5 \text{ сек}^{-1}$ .

Движение дислокаций начинается при напряжении порядка макроскопического предела упругости. Повышение температуры кристалла сопровождается параллельным смещением зависимости скорости передвижения дислокаций от напряжения в сторону меньших напряжений. Краевые составляющие дислокационных петель движутся в LiF приблизительно в 50 раз быстрее, чем винтовые составляющие.

Такое же смещение кривых зависимости скорости движения дислокаций от напряжения сдвига вдоль оси напряжения наблюдается после термической обработки кристаллов или нейтронного облучения.

В результате опытов по сжатию монокристаллов NaCl получена зависимость скорости стационарной ползучести  $\dot{\epsilon}_s$  от величины напряжения  $\sigma$ , температуры  $T$  и степени мгновенной деформации  $\epsilon_0$  в виде:

$$\dot{\epsilon}_s = K(1 - \epsilon_0)^m \sigma^n \cdot \exp\left(-\frac{Q}{\kappa T}\right),$$

где  $n = 4,04 \pm 0,02$ ,  $Q = (2,53 \pm 0,8) \text{ эв}$ . (5)

Параметры  $\kappa$  и  $m$ , зависящие от формы образца и трения на контактных поверхностях. Найденная зависимость (5)

выполняется при условии  $40 \text{ г/мм}^2 \leq 360 \text{ г/мм}^2$ ,  $550^\circ < T < 800^\circ\text{С}$ . Эта закономерность трактуется как результат динамического равновесия между упрочнением и возвратом, обусловленным переползанием краевых дислокаций [4].

## § 6. НАЧАЛЬНАЯ СТАДИЯ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И НИЖНИЙ ПРЕДЕЛ ТЕКУЧЕСТИ

Для изучения процесса вязкого и хрупкого разрушения материалов существенный интерес представляет начальная стадия пластической деформации [1].

На основе дислокационной теории получена зависимость между напряжением разрушения  $\sigma_0$ , нижним пределом текучести  $\sigma_{\text{нпт}}$  и величиной зерна  $d$ . При повышении температуры блокировка старых источников дислокаций по Франку и Риду

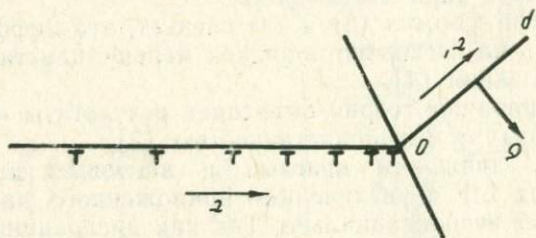


Рис. 1. Схема скопления дислокаций по теории Стро

атомами примесей становится больше невозможной, и решетка переходит в вязкое состояние. Напряжения  $\tau$ , создаваемые скоплением дислокаций на границе зерна, вызывают в соседнем зерне скольжение при достижении напряжения, равного нижнему пределу текучести. Скольжение связано с появлением в зерне касательных напряжений  $\tau'$ , которые возникают, например, в результате скопления у его границы дислокаций. Величина сдвигающего касательного напряжения на расстоянии  $r$  от вершины скопления дислокаций (рис. 1) определится [1] из

$$\tau' = \beta\tau \left( \frac{L}{r} \right)^{1/2}, \quad (1)$$

Откуда выражение для нижнего предела текучести получается в виде

$$\sigma_{\text{нпт}} = K^* d^{-1/2} + \sigma_0, \quad (2)$$

где

$$K^* = 4(\alpha\sigma_B \cdot G_b)^{1/2} \beta^{-1}, \quad (3)$$

$\sigma_0$  — верхний предел текучести,  $\alpha$  и  $\beta$  — коэффициенты. Зависимость между напряжением разрушения, нижним пределом текучести  $\delta$  и размером зерна получается одинаковой для случая вязкого и хрупкого разрушения.

Уравнение (2) удовлетворительно согласуется с экспериментальными данными, представленными на рис. 2.

Из уравнения (3) для температур  $T_1$  и  $T_2$  получается

$$\frac{K_1^*}{K_2^*} = \frac{(\sigma_B G)_{1/2}^{1/2}}{(\sigma_B G)_{2/2}^{1/2}}, \quad (4)$$

откуда можно определить величины  $K_1^* : K_2^*$ , так как  $\sigma_B$  и  $G$  известны.

Сопротивление сдвигу или сопротивление образования пластической деформации тела характеризуется пределом текучести  $\sigma_s$ .

По измерениям [3] на мягкой стали, тантале, ниобии и молибдене еще до достижения верхнего предела текучести наблюдается значительная пластическая деформация, достигающая 0,1—1,0%.

При этих условиях происходит движение большого числа дислокаций. Освобождение первых дислокаций от атмосфер Коттрелла происходит, вероятно, при напряжениях ниже предела упругости [1].

На рис. 3 [1] представлены схематически зависимость напряжения от деформации с зубом текучести для температур выше I и ниже II критической температуры хрупкого разрушения по [3].

На первой стадии деформации I происходит накопление дислокаций около препятствий, повышение приложенного напряжения и возникновения перенапряжений в области скопления дислокаций. Перенапряжение вызывает пластическую деформацию в объеме, соседнем с местом скопления, которое сопровождается понижением напряжения, как это видно в ходе кривой (рис. 3) I на участке AB (2).

При температурах ниже критической хрупкое разрушение наступает уже во время пластического течения материала.

В области низких температур и пониженной подвижности дислокаций для их смещения требуются более высокие

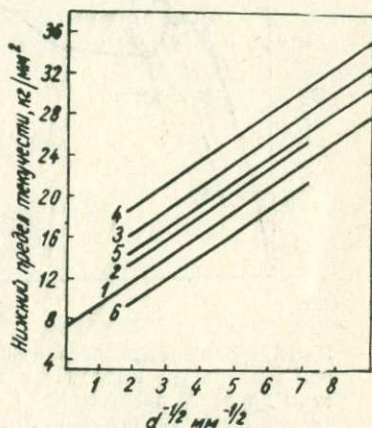


Рис. 2. Зависимость нижнего предела текучести от размера зерна в мягкой стали [2]:

1 — отожженная сталь; 2 — азотированная сталь; 3 — закалка от 650°C; 4 — закалка от 650° и старение (150°—1 час); 5 — закалка от 650°C и старение (200°—100 часов); 6 — отожженное шведское железо

напряжения. Поэтому напряжения в материале перед скоплением дислокаций могут превысить значение теоретической прочности, и образование трещины начнется ранее, чем пластическая деформация перед скоплением дислокаций. В таком случае разовьется процесс хрупкого излома образца.

С понижением температуры верхний предел текучести, т. е. напряжение, необходимое для начала пластической деформации или образования трещины, растет быстрее, чем напряжение начала движения (трогания) дислокаций. Вследствие этого требуется образование более плотных скоплений

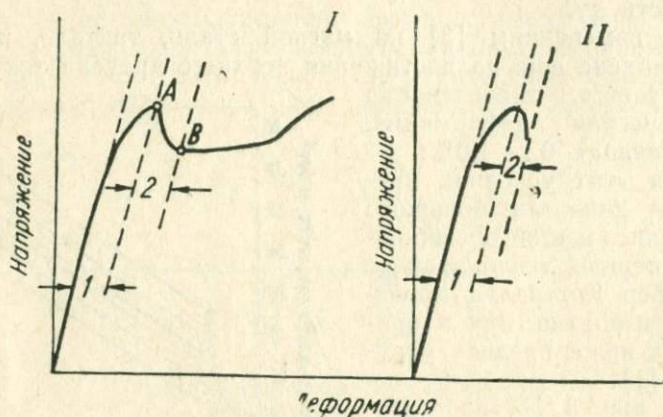


Рис. 3. Диаграммы растяжения металлов с зубом текучести при температуре выше (I) и ниже (II) критической температуры хрупкого разрушения: 1 — образование скопления дислокаций около препятствий, 2 — стадия резкого течения по [3]

дислокации, т. е. увеличение степени пластической деформации, предшествующей текучести материала, что и наблюдалось экспериментально для образцов из молибдена [3].

Снижение температуры ниже  $T_{кр}$  сопровождается возрастанием сопротивления пластической деформации. Образование больших скоплений дислокаций затруднено, но зато концентрация напряжений перед скоплением дислокаций возрастает, что и приводит к образованию микротрещин и хрупкому излому.

В этой связи следует, что степень пластической деформации, предшествующей текучести материала в области температур ниже  $T_{кр}$ , должна уменьшаться, что согласуется с результатами опытов [3].

Обобщая экспериментальные результаты, В. И. Саррак [1] описывает механизм хрупкого разрушения следующим образом:

1. До наступления резкого течения или хрупкого разрушения происходит перемещение дислокаций в материале,

которые тормозятся и накапливаются у препятствий. Такой процесс связан со значительной пластической деформацией, степень которой повышается с понижением температуры, достигает максимума при критической температуре  $T_{кр}$  хрупкости, а затем уменьшается при дальнейшем изменении температуры.

2. При температуре выше критической  $T_{кр}$  повышение напряжения перед скоплением дислокаций до уровня, необходимого для преодоления сопротивления и продолжения смещения дислокаций, приводит к течению материала.

3. В области температур ниже критической  $T_{кр}$  сопротивление пластической деформации столь велико, что перемещение ранее скопившихся дислокаций не происходит. Напряжение перед скоплениями дислокаций растет и вызывает образование микротрещин. Наличие высоких локальных напряжений и образование микротрещин, сопровождающееся пластической деформацией, приводит к хрупкому разрушению [1].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Саррак. УФН 67, в 2, 339 (1959).
2. A. Cracknell, N. Petch. Acta Met., 3, 186 (1955).
3. E. J. Messel. Mettals, 9, 930 (1957).

#### § 7. ОБ ОЖИДАЕМОЙ ФОРМЕ ЛИНИЙ СКОЛЬЖЕНИЯ В ФИЗИЧЕСКИХ И МЕХАНИЧЕСКИХ ТЕОРИЯХ\*

В развитии физики твердого тела особое внимание уделяется исследованию различных дефектов кристаллических решеток (в частности, дислокаций) и их влиянию на свойства изучаемых веществ.

Поведение твердого тела под действием внешних нагрузок существенно связано с внутренним микромеханизмом процесса деформации. Установление этой связи идет как по пути изучения геометрических свойств дислокаций и определенных ими «внутренних» напряжений, перемещений, энергетических уровней и т. п., так и путем изучения деформации тела, обусловленной внешним воздействием и описываемой механикой сплошных сред. Феноменологический подход теории упругости и пластических тел способен приближенно описать лишь некоторые свойства дефектов кристаллической решетки. Однако отдельные особенности различного рода дефектов, в том числе и дислокаций, можно отразить, рассматривая свойства соответствующих контину-

\* Составлено совместно с Г. А. Дошкинским.

альных моделей процесса. Использование подходящих аналогов, изученных в механике сплошной среды, может оказаться полезным для уяснения изменений микроструктуры вещества. Возможности изменения внутренних дефектов вещества ограничены краевыми условиями на поверхности тела, отражаемыми аппаратом механики континуума [1].

В связи с изложенным представляется целесообразным провести некоторое сопоставление понятий и особенностей поверхностей скольжения в механике сплошной среды и атомных (дислокационных) теориях.

В опытах [2, 3, 4] образец помещался между скрещенными николями, затем образец подвергался нагружению, при этом одновременно производилось наблюдение в линейно поляризованном свете. Оси скрещенных николей совпадали с направлениями главных напряжений, в данном случае с направлениями ребер образца, а направление светового луча было перпендикулярно плоскостям (100), (110) или (111) образца.

Начиная с некоторой нагрузки на острие, можно наблюдать появление светлых полос-сдвигов, ориентированных кристаллографически.

После снятия нагрузки светлые полосы уменьшаются в размерах, но частично сохраняются. Следовательно, после деформирования в кристалле сохраняется остаточное двойное лучепреломление, обусловленное наличием остаточных напряжений.

Понятие о линии (плоскости) скольжения (или спайности), предопределенное внутренним строением кристалла, соответствует направлению наименьшего сопротивления сдвигу или отрыву при хрупком разрушении тела. Наличие дислокаций и других дефектов решетки обуславливает возникновение в их окрестности некоторого поля смещений и соответствующего поля «внутренних» напряжений [2—5]. Линейная теория дислокаций, основанная на предположении о существовании группы дислокаций в плоскости скольжения, не всегда удовлетворительно объясняет некоторые факты в развитии зародышевых трещин разрушения. В. Л. Инденбом [6], рассмотрев объемное распределение дислокаций, сделал вывод, что при таком распределении должно иметь место искажение кристаллической решетки, пропорциональное концентрации дислокаций, и искривление плоскостей скольжения. Сдвиг по таким поверхностям скольжения по геометрическим соображениям приводит к возникновению нормальных напряжений, действующих на поверхности скольжения. В. Л. Инденбом пришел к заключению, что трещины разрушения вследствие искривления поверхности скольжения при объемном распределении дислокаций могут

возникнуть лишь в плоскости, ослабленной дефектами, когда поверхностная энергия мала.

По современным представлениям, в период зарождения трещины работа по образованию свободной поверхности покрывается из запаса энергии «внутренних» напряжений и локальном накоплении дислокаций при неоднородной пластической деформации. После достижения определенных критических размеров трещины по отношению к напряжениям, вызванным внешними нагрузками, затраты на образование поверхностей покрываются работой внешних сил. При этом условия реализации сдвиговой деформации предполагают не только наличие направлений наименьшего сопротивления сдвигу в кристаллах, но и совпадения с наибольшим силовым сдвигающим действием внутри тела, порождаемым напряжениями, вызванными внешним нагружением. Отражением распределения сдвигового воздействия внешних сил являются линии (поверхности) скольжения, рассматриваемые в механике сплошной среды. Для идеальной сплошной среды эти линии представляют собой ортогональную сетку 2-х семейств траекторий максимальных касательных напряжений. За исключением отдельных случаев с однородным полем напряжений, сетка линий скольжения обычно бывает криволинейной. В особенности сильное искривление линий скольжения имеет место при действии на тело сосредоточенных сил, характеризующееся большой неоднородностью поля напряжений.

Однако даваемая решениями теория упругости и пластичности картина линий скольжения соответствует идеальному сплошному однородному материалу. Реальный материал с локальными дефектами сплошности и однородности структуры (микро- и макротрещины, пустоты, инородные включения, неоднородность остаточных напряжений от предварительных механических и тепловых воздействий и т. п.), вообще говоря, характеризуется неоднородным полем напряжений и деформаций при нагружении. Определяемые теорией упругости и пластичности напряжения, деформации и перемещения отдельных точек тела представляют собой лишь среднестатистические величины, от которых могут иметь место существенные локальные отклонения. Зональные сетки линий скольжения, соответствующие напряжениям, сопрягаются на смежных участках, формируя общие линии скольжения (поверхности скольжения), тяготеющие к форме, присущей идеально однородному материалу. Однако при этом наблюдаются локальные нарушения плавности. Разделенные такой поверхностью части материала можно уподобить контактирующим «шероховатым» телам, при сдвиге которых относительно друг друга, преодоление сил сцепления

в отдельных точках контакта приводит к образованию трещин. Образование последних вносит локальные изменения в распределение напряжений и соответственно в форму поверхности скольжения, придавая ей измененную «шероховатость» с образованием новых возможных очагов разделения. Определенное тяготение к идеальной форме поверхности скольжения предопределяет замыкание отдельных надрывов, формируя конечный вид поверхности разрушения при сдвиге.

Локальная картина распределения напряжений и деформаций предполагает самые различные формы их изменения и значения градиентов, поэтому возможным является также и возникновение разрывных условий с функциональными разрывами, отчасти уже изученными в механике сплошной среды. Использование соответствующих аналогий в физических теориях позволяет указать некоторые дополнительные возможные особенности формы линий скольжения.

С. А. Христиановичем [7] было показано, что внутри замкнутой области при заданных на ее контуре нагрузках, как правило, существует линия разрыва.

Исследование разрывов показывает, что линия разрыва напряжений, угол наклона линии скольжения меняется скачком, т. е. скачкообразно меняется кривизна линий скольжения при переходе через линию разрыва напряжений. Вследствие этого при деформировании обнаруживается возможность не только плавных искривлений, но и изломов линий (поверхностей) скольжения.

Разрывные условия относительно поверхности скольжения для напряжений в плоской задаче приводит к возникновению скачка в гидростатическом компоненте напряженного состояния. Это, в свою очередь, создает различную плотность материала по обе стороны от поверхности разрыва, что может рассматриваться как причина эффекта двойного лучепреломления в поляризационно-оптической схеме определения напряжений.

Анализ условий разрыва в изменении скорости перемещений отдельных точек тела показывает, что такой линией разрыва может быть либо линия скольжения, либо огибающая линии скольжения. При переходе через линию разрыва материальный элемент претерпевает конечный сдвиг с изменением направления перемещений.

Хотя с феноменологических позиций одновременные разрывы поля напряжений и поля скоростей по линиям скольжения аналитически несовместимы, это положение может быть ограничением лишь до момента появления трещин. Подробный анализ разрывных условий можно найти в [8].

Линия разрыва напряжений представляется в виде узкой переходной зоны, в которой для выполнения условий

равновесия возможным является лишь разрыв нормального напряжения, совпадающего с направлением касательной к линии скольжения. Разрыв в величине напряжения по линии скольжения допускает возможность возникновения растяжения по одну сторону и сжатия по другую. Подобные условия имеют место, например, в задаче с изгибом жестко-пластической балки, где продольные напряжения являются растягивающими по одну сторону от нейтрального слоя и сжимающими по другую. При возрастании изгибающего момента центральная полоса упругого материала сокращается и, наконец, исчезает, что приводит к разрыву продольного напряжения по нейтральному слою. В реальном упруго-пластическом теле разрыв заменяется весьма узкой переходной областью материала, которая должна остаться упругой, так как нарушается условие текучести. В этой узкой переходной зоне возникает большой градиент напряжений. Таким образом, возможно объяснить некоторые явления, возникающие и в нагруженном кристалле.

Скольжение в кристаллах типа NaCl происходит преимущественно по плоскости (110). При больших сосредоточенных нагрузках, возникающих при надавливании острием возможно появление скольжения и по плоскости (100). Скольжение по одной из соответствующей пары плоскостей часто оказывается преобладающим, поэтому усы просветления при поляризационно-оптическом исследовании получаются несимметричными. Преобладание скольжения только по одному направлению является результатом развития дерформации в наиболее сильно нагруженном или наиболее ослабленном направлении [2], [3], [4], т. е. в том, по которому возникает перенапряжение.

В случае однородной деформации можно ожидать одновременный сдвиг по всей плоскости скольжения. Однако реальный кристалл является дефектным с неравномерным распределением напряжений вдоль поверхности скольжения. Имеются участки, где напряжения будут выше средних расчетных или ниже их, имеются также и ослабленные участки. В частности, перенапряжения сосредоточены у устьев поверхностных царапин. Поэтому можно ожидать, что сдвиг начнется у устья царапины и будет распространяться в глубь кристалла. Вследствие неравномерности смещений по всему слою как при однородной деформации представляется возможной по отдельным участкам картина с растяжением слоя на одну сторону от поверхности скольжения и сжатия по другую, т. е. аналогичная условиям, имеющим место при изгибе. Такое распределение напряжений, характерное для изгиба, предполагает искривление граничной поверхности

скольжения. В этой переходной зоне должны быть наибольшие градиенты напряжений.

Приводимая схема находится в согласии с объяснениями строения плоскостей скольжения, приведенных в [1, 2, 3]. В этих работах отмечалось наличие темной линии, расположенной в середине полосы скольжения. И. В. Обреимов и Л. В. Шубников [1] назвали эту темную полосу «карандашной чертой». В опытах [2] также наблюдалось возникновение трещины, идущей по «карандашной черте», по которой имеют место наибольшие градиенты напряжений. По И. В. Обреимову и Л. В. Шубникову между величиной оптической разности хода лучей и величиной действующего напряжения существует линейная зависимость как в упругой, так и в пластической областях.

Изучение распределения напряжений, линий скольжения и выходов дислокаций в пластически изогнутых монокристаллах AgCl поляризационно-оптическим методом показано [9], что в начальный период нагружения наблюдается упругая деформация при изгибе. Распределение напряжений по высоте образца является линейным.

Затем, начиная с некоторой определенной нагрузки, появляется отклонение от линейного распределения напряжений. Это напряжение соответствует началу пластического течения у поверхности изгибаемого образца. С увеличением нагрузки растет область пластической деформации образца. После снятия нагрузки в образце остается напряжение. Знаки напряжений в крайних волокнах изменяются на обратные. В поле остаточных напряжений имеется упругое ядро, положение которого при разгрузке образца не меняется.

На поверхности пластически изогнутого кристалла наблюдается вертикальная сетка линий скольжения, идущая от краев образца к середине. Концентрация линий скольжения, а следовательно, и концентрация дислокаций линейно изменяются по высоте образца. Вблизи упругого ядра линии скольжения обрываются.

Распределение значений напряжений, линий скольжения и дислокаций в кристалле согласуется между собой.

Плоскости скольжения в кристаллах типа NaCl являются полосами, дающими двулучепреломления. По данным [10], полосы двулучепреломления в кристаллах типа каменной соли представляют собой ряд краевых дислокаций, на концах которых имеется измеряемая разность величин сдвига в плоскостях скольжения.

До предела упругости кристалл деформируется как одно целое. После достижения предела упругости отдельные его части скользят одна по другой. И. В. Обреимов и Л. В. Шубников считают, что после предела упругости кристалл раз-

рушается, распадается на несколько кристаллов при деформировании, скользящих один по другому. На поверхности кристалла плоскость скольжения проектируется в виде линий скольжения (линий Людерса).

В опытах И. В. Обреимова и Л. В. Шубникова по оптическому измерению предела упругости каменной соли было показано значительное упрочнение кристаллов при пластической деформации [1].

Главные напряжения в деформированном кристалле NaCl все располагаются по направлениям  $[110]$  и вызывают скольжения.

В одних полосах сдвигов по  $(110)$  действуют напряжения сжатия, в других — растяжения. Соответственно решетка будет или сжата, или растянута. Между ними имеются темные участки — «карандашная линия». В темных полосах или нет напряжения, или оси эллипсоида двойного преломления оказываются параллельными осями призмы Николя.

По обе стороны каждой плоскости скольжения напряжения имеют противоположные знаки. С одной стороны плоскости имеется сжатие, с другой — растяжение.

Такие распределения напряжений соответственно обуславливают деформации сжатия и растяжения решетки и возникновение явления двойного лучепреломления. Это — типичное распределение напряжений при изгибе балки, нагруженной между опорами.

В таком случае будут иметь место явления, разобранные в [6].

Рассмотренная аналогия с распределением напряжений при изгибе не связана с каким-либо ограничением при определении степени искривления поверхностей скольжения. Поэтому, соответственно, возможно ожидать и возникновения величины напряжений, приводящих к появлению трещины разрушения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. И. В. Обреимов, Л. В. Шубников. ЖРХО, 58, 817 (1926).
2. А. А. Воробьев. Исследование электрического пробоя твердых диэлектриков. Докторская диссертация, Томск (1939).
3. А. А. Воробьев. Труды СФТИ, 6, 2 (1939).
4. А. А. Воробьев. ДАН СССР, 26, 8 (1940).
5. А. А. Воробьев, Е. К. Завадовская. Электрическая прочность твердых диэлектриков. ГИЗ ТТЛ (1956).
6. В. Л. Инденбом. О критериях разрушения в дислокационных теориях прочности. ФТТ, 3, в. 7 (1961).
7. С. А. Христианович. Плоская задача математической теории пластичности при внешних силах, заданных на замкнутом контуре. Мат. сб. Новая серия, т. 1 (43), вып. 4 (1936).

8. А. Фрейденталь, Х. Гейрингер. Математические теории неупругой сплошной среды. ГИФМЛ, 1962.

9. В. Ю. Марковский, И. П. Полухин, М. Н. Шаскыбская. Сб. «Поляризационно-оптический метод исследования напряжений». Л., ПТУ, 1966, стр. 152.

10. Сунь Жуй-фан, М. П. Шаскольская. Кристаллография, 4, в. 4, 590 (1959).

## § 8. К ТЕРМОДИНАМИКЕ ДЕФЕКТНЫХ КРИСТАЛЛОВ

Фазовые превращения первого рода, например, плавление или переход решетки железа из объемноцентрированной кубической в гранецентрированную происходят с поглощением тепла. Согласно законам термодинамики превращения первого рода совершаются при температурах, при которых свободная энергия по Гиббсу  $g$  (изобарно-изотермический потенциал) двух фаз будет равна

$$g = E + pV - TS, \dots \quad (1)$$

где  $p$  — внешнее давление на образец,  
 $V$  — объем,  
 $E$  — внутренняя энергия кристалла,  
 $S$  — энтропия.

Если давление равно нулю, то

$$U = \int c dT \text{ и } S = \int \frac{c}{T} dT.$$

Следовательно,

$$g = \int_0^T c dT - T \int_0^T \frac{c}{T} dT. \quad (2)$$

Сумма  $E + pV = H$  (3) называется энтальпией или теплосодержанием.

Если вещество переходит из одной фазы в другую, то при этом происходит поглощение или освобождение энергии, которая называется скрытой теплотой процессов  $\Delta H$ . При этом происходит изменение энтропии, равное  $\Delta S = \Delta H/T_1$ , где  $T_1$  — температура превращения. При любой другой температуре стабильной является фаза, при которой система обладает минимальной свободной энергией.

Чистый кристалл можно рассматривать как твердый раствор вакансий, внедренных атомов, центров окраски и сочетаний этих дефектов (двойных вакансий, скоплений и т. д.). Перечисленные точечные (атомные) дефекты могут существовать в термодинамическом равновесии в кристалле,

так как их присутствие может понижать изобарно-изотермический потенциал кристалла, определяемый как

$$\Phi = H - TS. \quad (4)$$

При постоянной температуре и давлении изменение изобарного потенциала кристалла определяется

$$(\Delta\Phi)_{P,T} = \Delta E - T\Delta S + P\Delta V. \quad (5)$$

Увеличение внутренней энергии кристалла с появлением дефектов можно представить условием:

$$\Delta E = \sum_i n_i \varepsilon_i, \quad (6)$$

где  $n_i$  — число дефектов определенного типа, а  $\varepsilon_i$  — энергия дефекта определенного типа [1].

Произведение  $P\Delta V$  дает много меньший вклад (для твердых тел) в увеличение изобарного потенциала, чем  $\Delta E$ . Например,  $\varepsilon$  энергия образования пары положительной и отрицательной ионных вакансий для NaCl в  $10^5$  раз больше величины  $P\Delta V$ , т. е. работы, совершенной кристаллом против сил внешнего давления при образовании пары вакансий.

Увеличение энтропии кристалла при появлении в нем точечных дефектов обуславливается в основном увеличением возможного числа различных конфигураций атомов в кристаллическом теле. При достаточно высоких температурах и определенной концентрации точечных дефектов произведение  $T\Delta S$  больше энергии образования дефектов  $\sum_i n_i \varepsilon_i$ .

В этом случае  $(\Delta\Phi)_{P,T} < 0$ . Поэтому процесс появления точечных дефектов в кристалле может идти самопроизвольно.

Приращение энтропии кристалла

$$\Delta S = \Delta S_{\text{кон}} + \Delta S_{\text{кол}} + \Delta S_{\text{расш}}, \quad (7)$$

где  $\Delta S_{\text{кон}}$  — увеличение конфигурационной энтропии кристалла [1, 2],

$\Delta S_{\text{кол}}$  — увеличение энтропии, связанное с изменением частоты собственных колебаний атомов или ионов вблизи точечных дефектов [1—4],

$\Delta S_{\text{расш}}$  — увеличение энтропии, связанное с тепловым расширением и соответственным изменением энергии активации образования дефектов [2, 4—6].

Приращение конфигурационной энтропии в ионных кристаллах типа NaCl в случае свободных пар дефектов Шоттки или Френкеля равно

$$\Delta S_{\text{кон}} = 2k \ln \frac{N!}{(N-n)! n!}, \quad (8)$$

где  $\kappa$  — постоянная Больцмана,  
 $N$  — число пар ионов в кристалле,  
 $n$  — число свободных пар дефектов.

Когда пара дефектов связана между собой, приращение конфигурационной энтропии получается вдвое меньшим.

Изменение частоты собственных колебаний ионов вызывает увеличение энтропии

$$\Delta S_{\text{кол}} = \kappa \ln \frac{\nu'}{\nu_E}, \quad (9)$$

где  $x$  — число ионов, находящихся по соседству с точечным дефектом (для NaCl  $x=6$ ),

$\nu'$  — изменение частоты колебания соседних ионов вдоль направления, соединяющего ион с точечным дефектом,

$\nu_E$  — частота нормальных колебаний решетки по модели Эйнштейна. По оценке Мотта и Герни [4] для пар дефектов Шоттки в щелочногалогидных кристаллах величина  $x \ln \nu'$  лежит между 2 и 9.

Изменение энтропии  $\Delta S_{\text{расш}} \nu_E$  при тепловом расширении решетки кристалла можно не учитывать [5, 6], если вычислить  $\Delta S_{\text{кол}}$  строго в рамках теории Борна — Кармана, так как при этом влияние расширения решетки и температурной зависимости энергии образования дефектов учитывается автоматически [2].

Термодинамически равновесное число точечных дефектов существует в кристалле при минимуме величины изобарно-изометрического потенциала  $\Phi$  или (для конденсирования фаз) при минимуме свободной энергии по Гельмгольцу

$$F = E - TS. \quad (10)$$

Величины  $\Phi$  и  $F$  имеют минимальное значение при определенной концентрации точечных дефектов вследствие того, что образование каждого последующего дефекта сопровождается, согласно уравнению (8), постепенно уменьшающимся приращением энтропии. Поэтому вскоре достигается такое положение, при котором образование нового точечного дефекта будет требовать увеличения  $\Phi$  и  $F$ , так как вклад каждого дефекта в увеличение внутренней энергии кристалла будет больше произведения  $T\Delta S$ .

Равновесная концентрация свободных пар дефектов Шоттки или Френкеля получается равной

$$n = AN e^{-\frac{\epsilon}{2\kappa T}}, \quad (11)$$

где  $\epsilon$  — энергия образования пары дефектов

$$A = B \left( \frac{v'}{v_E} \right)^x, \quad (12)$$

$B$  — предэкспоненциальный множитель, учитывающий тепловое расширение кристалла. При расчете  $\Delta S_{\text{кол}}$  по теории решетки Борна — Кармана [5, 6],  $B = 1$ . В этом случае для пар дефектов Шоттки в щелочногалогидных кристаллах предэкспоненциальный множитель  $A$  лежит между 5 и  $10^4$  [4, 7]. Поскольку колебания решетки возмущаются по-разному межузельными ионами и вакансиями, множитель  $A$  для дефектов Френкеля будет значительно меньше, чем для дефектов Шоттки [2].

Равенные концентрации более сложных точечных дефектов определяются аналогичным образом, если известны энергии образования простых дефектов и энергии связи дефектов.

Ван Бюрен [2] дает для равновесного числа двойных вакансий уравнение

$$m = qN^2 e^{-(2\epsilon - W_g)/kT}, \quad (13)$$

где  $q$  учитывает, что двойная вакансия может принимать различные ориентации в пространстве. Для решетки кристаллов типа  $\text{NaCl}$   $\alpha = 6$ .

Поверхностные и линейные дефекты типа межзеренных границ и дислокаций мало влияют на энтропию кристалла, внося даже известный порядок в кристалл [2]. Поэтому они не могут существовать в заметных концентрациях как термодинамически устойчивые дефекты. Их вклад в увеличение изобарно-изотермического потенциала  $\Delta\Phi$  и свободной энергии Гельмгольца  $\Delta F$  равен:

$$\Delta\Phi = \Delta F = \sum_i n_i \epsilon_i, \quad (14)$$

где  $n_i$  и  $\epsilon_i$  — число и энергия образования определенных дефектов указанного типа.

При облучении кристалла в нем наводится избыточное количество точечных дефектов по сравнению с числом дефектов в кристалле, находящемся в состоянии термодинамического равновесия.

Термодинамический потенциал кристалла  $\Phi$  увеличивается на величину  $\Delta\Phi$ , определяемую как

$$\Delta\Phi = \Delta E_{\text{обл}} - T\Delta S_{\text{обл}} + P\Delta V. \quad (15)$$

где  $\Delta E$  — приращение внутренней энергии кристалла при его облучении

$$\Delta E_{\text{обл}} = \sum_i (n_{i\text{обл}} - n_{i\text{необл}}) \epsilon_i, \quad (16)$$

где  $n_{i \text{ обл}}$  и  $n_{i \text{ необл}}$  — число дефектов определенного типа в облученном и необлученном кристаллах.

$\epsilon_i$  — энергия дефекта определенного типа.

Приращение энтропии кристалла  $\Delta S_{\text{обл}}$  за счет возникающих в кристалле точечных радиационных дефектов определяется уравнениями (7—9).

Если концентрация точечных дефектов в облученном кристалле во много раз превышает их термодинамически равновесную концентрацию, то

$$T \cdot \Delta S_{\text{обл}} \ll \Delta E_{\text{обл}} \quad (17)$$

и

$$\Delta \Phi \approx \Delta F \approx \sum_i (n_{i \text{ обл}} - n_{i \text{ необл}}) \epsilon_i, \quad (18)$$

т. е. изменение термодинамического потенциала и свободной энергии кристалла будет равно энергии, запасенной в кристалле при его облучении. Последняя величина определяется некоторыми экспериментальными калориметрическими методами.

Вместе с изменением свободной энергии  $F$  и термодинамического потенциала  $\Phi$  при облучении кристалла будут изменяться и другие свойства кристалла, связанные с производными величинами от  $F$  и  $\Phi$  при постоянном давлении  $P$ , объеме  $V$ , энтропии  $S$  и температуре  $T$ . Например, теплоемкость кристалла при постоянном давлении

$$C_P = \left[ \left( \frac{d\Phi}{dT} \right)_S - \left( \frac{d\Phi}{dT} \right)_P \right] \cdot \delta_t \cdot T = \frac{\left[ \left( \frac{dF}{dT} \right)_S - \left( \frac{dF}{dT} \right)_P \right] \delta_t \cdot T}{\chi \cdot P}. \quad (19)$$

Температурный коэффициент объемного расширения равен:

$$\delta_t = \frac{\left[ \left( \frac{d\Phi}{dT} \right)_N - \left( \frac{d\Phi}{dT} \right)_P \right] \chi \left( \frac{dF}{dT} \right)_V - \left( \frac{d\Phi}{dT} \right)_P}{\left( \frac{d\Phi}{dP} \right)_T P \cdot V}. \quad (20)$$

Изотермическая сжимаемость определяется уравнением:

$$\chi = \frac{C_P}{T \left( \frac{dP}{dT} \right)_T \left[ \left( \frac{d\Phi}{dT} \right)_S - \left( \frac{d\Phi}{dT} \right)_P \right]} = \frac{\left( \frac{dF}{dP} \right)_T}{PV}. \quad (21)$$

Приращение термодинамического потенциала кристалла (для киломоля вещества) вызовет увеличение давления пара над облученным кристаллом  $\Delta P$  согласно уравнению

$$\Delta\Phi = RT \ln \frac{P_0 + \Delta P}{PV_0}, \quad (22)$$

где  $P_0$  — давление пара над необлученным кристаллом при условии термодинамического равновесия в системе пар — кристалл.

При

$$\Delta P \ll P_0 \quad \Delta P = P_0 \frac{\Delta\Phi}{RT}. \quad (23)$$

Увеличение термодинамического потенциала  $\Delta\Phi$  кристалла также вызывает увеличение концентрации  $C_0$  равновесного раствора над кристаллом на величину  $\Delta C_0$ , определяемую уравнением

$$\Delta\Phi = \nu RT \ln \frac{C_0 - \Delta C_0}{C_0}, \quad (24)$$

где  $\nu$  — число ионов, на которые диссоциирует молекула вещества кристалла в растворе.

При

$$\begin{aligned} \Delta C_0 &\ll C_0 \\ \Delta C_0 &= C_0 \frac{\Delta\Phi}{\nu RT}. \end{aligned} \quad (25)$$

Влияния облучения на температуру плавления кристалла, по-видимому, ожидать нельзя, так как даже при самом быстром нагревании кристалла большая часть линейных и поверхностных радиационных дефектов распадается вблизи температуры плавления; кроме того, равновесная концентрация точечных дефектов в кристалле при температуре плавления, вероятно, намного будет превышать концентрацию наведенных облучением точечных дефектов. Поэтому любой быстрый нагрев окажется недостаточно быстрым.

При быстром испарении количество испаренного вещества будет различным для облученных и необлученных кристаллов. Частично это объясняется повышенной упругостью паров над облученным кристаллом, но наиболее существенную роль, по-видимому, сыграют здесь кинетические факторы. При быстром испарении скорость процесса будет зависеть от структуры поверхности испаряющегося кристалла. Небольшое число радиационных дефектов незначительно изменяет термодинамический потенциал кристалла и, следовательно, равновесную упругость паров над кристаллом. Но дефекты,

являясь центрами испарения на грани кристалла, значительно увеличивают общее число участков поверхности грани, с которых начинается испарение кристалла. Это может привести к значительному увеличению скорости испарения при очень малом увеличении равновесной упругости паров над облученным кристаллом.

Эти рассуждения подтверждаются опытами по растворению облученных кристаллов. Значительное изменение скорости растворения в них объясняется не изменением равновесной концентрации раствора над облученным кристаллом, а изменением общего числа активных центров растворения на грани кристалла под действием предварительного облучения.

Из приведенного выше следует, что облученный кристалл можно рассматривать как твердый раствор вакансий и внедренных атомов в состоянии определенного насыщения и применять для описания свойств этого раствора соответствующие уравнения термодинамики и статистической физики.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Ламсен. Термодинамика сплавов. Металлургиздат, М., 345, 1959.
2. Ван-Бюрен. Дефекты кристаллов. ИЛ, М., 24—45, 418—420, 1960.
3. И. М. Лифшиц. ЖЭТФ, 17, 1017, 1076 (1947).
4. Н. Мотт, Р. Герни. Электронные процессы в ионных кристаллах. ИЛ, 1950.
5. G. H. Vineyard, G. J. Dienes, Phys. Rev., 93, 265 (1954).
6. Haven Y. van Santer J. H., Phil. Res. Rep., 7, 714 (1952).
7. H. W. Etzel, R. J. Maurer. J. Chem. Phys., 18, 1003 (1950)

#### § 9. ЭНЕРГИЯ, ЗАПАСАЕМАЯ ПРИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ КРИСТАЛЛОВ

Все стационарные механические и электрические свойства кристаллов, определяемые малыми упругими однородными деформациями при механической нагрузке и линейной поляризации в слабом электрическом поле [1], могут быть описаны с помощью свободной энергии.

Полная свободная энергия динамической, колеблющейся решетки при данной температуре включает энергию статической колеблющейся решетки  $U$ , в которой каждая ее частица занимает свое среднее положение, сумму свободных энергий всех осцилляторов, представляющих колебания решетки, и нулевые энергии осцилляторов. Внешние воздействия: электрическое поле, механическая нагрузка, облучение увеличи-

вают свободную энергию кристалла. Свободная энергия системы по Гельмгольцу выражается

$$F = E - TS,$$

где  $E$  — энергия,  $S$  — энтропия и  $T$  — температура.

При  $T = 0^\circ\text{K}$ ,  $F = E$ . Для идеальной решетки  $E$  равняется сумме энергии статической решетки  $U$  и нулевой энергии.

Таким образом, описание свойства кристаллов с помощью свободной энергии совпадает с описанием их с помощью энергии решетки.

Составляющие свободной энергии, в ионных структурах, например, запасенная энергия при облучении или деформации кристалла, являются величинами, зависящими от энергии решетки.

Часть энергии, затрачиваемая на пластическое деформирование тела, переходит в тепло и рассеивается, а часть запасается при образовании нарушений решетки.

В металлах вся запасенная энергия пластической деформации расходуется на образование дефектов решетки или на увеличение энергии их взаимодействия. Зная энергию образования дефекта, определяют концентрацию дефектов из величины запасенной энергии [2—3].

Во избежание отжига точечных дефектов измерения должны производиться при низких температурах.

При деформировании металлов полная энергия на единицу объема, определяемая как произведение напряжения на деформацию, достигает величины  $100 \text{ кал/см}^3$ .

В процессе пластической деформации происходит диспергирование твердого тела, сопровождающееся уменьшением плотности деформированного тела, возникновение ультрамикроскопического рассеяния света в первоначально прозрачных кристаллах каменной соли [4].

Диспергированием объясняют накопление скрытой энергии при пластической деформации. Если в результате деформирования часть поверхности блоков окажется свободной, то в скрытую энергию будет входить поверхностная энергия свободной части поверхности блоков.

Часть накопленной скрытой энергии пластической деформации, которая запасается точечными дефектами, вакансиями и внедренными атомами, дислокациями, остаточными напряжениями, оценивается не более  $10\%$  [5—6].

Следовательно,  $90\%$  энергии, накопленной при пластической деформации, локализуется в виде поверхностной энергии неконтактирующих участков блоков [7].

Величина запасенной энергии при пластической деформации изменяется в пределах от  $0,01 \text{ кал/г}$  и выше  $1 \text{ кал/г}$  в зависимости от условий деформации, ее типа и степени

деформации, температуры и скорости деформирования, величины зерна материала, примесей, величины предварительной деформации.

Запасенная энергия с увеличением степени деформации почти линейно растет до некоторого предела. Затем достигает насыщения  $U$ , возможно, в последующем уменьшается.

Такой ход зависимости является следствием протекания двух процессов. С увеличением пластической деформации растет концентрация дефектов и ослабляются связи в решетке, вследствие чего уменьшается энергия активации отжига дефектов. Поэтому устойчивость дефектов уменьшается.

При некоторой степени деформации и условиях опыта число образующихся дефектов равняется числу распадающихся. В таком случае возрастание запасенной энергии прекратится. Возможно осуществить и такие условия, когда число распадающихся дефектов, например, при повышенной температуре, будет больше числа образующихся. В этом случае с увеличением деформации запасенная в кристалле энергия будет уменьшаться.

С увеличением скорости деформирования и уменьшением отжига дефектов растет запасенная энергия в кристаллах при одинаковой степени деформирования.

Если деформирование происходит при низких температурах, то вследствие замедленного отдыха величина запасенной энергии возрастает.

Энергия активации процесса отжига дефектов зависит от устойчивости решетки и, в частности, она понижается с уменьшением температуры плавления.

Для Fe, Cu, Al, Pb и Sn, являющихся металлами с одинаковым типом кристаллической решетки, показано, что с понижением относительной температуры  $T_{оп} / T_s$ ,

где  $T_{оп}$  — температура опыта и  $T_s$  — температура плавления металла, запасенная энергия уменьшается по гиперболе [8].

В мелкозернистых деформированных образцах запасенная энергия больше, чем в крупнозернистых [9].

При комнатной температуре без видимого разрушения можно осуществить относительное сжатие каменной соли на 8—10%.

В табл. 1 представлена энергия, запасенная при сжатии каменной соли [5].

Разрушение кристаллов наступало при деформации 8—10% на участке почти линейной зависимости величины запасенной энергии от относительной деформации. Сопоставление величины запасенной энергии в меди и NaCl показывает, что в диэлектрике при одинаковых условиях эта величина в несколько раз больше, чем в металлах.

При низких температурах в процессе деформации запасается в некоторых случаях почти вся затраченная энергия [10].

Таблица 1

Запасенная энергия при деформации сжатия каменной соли

№№ п/п	% деформации	Работа деф. г. мм	Запасенная энергия % %	Вес крист. г	эрг/г 10 <sup>3</sup>
47	3,81	19540	19	1,50	8,94
48	4,95	23230	28	1,63	10,4
50	3,52	17422	16	2,04	3,38
51	3,25	18064	25	1,95	5,85
52	4,63	18989	28	1,90	6,72
53	6,64	23935	23	1,68	11,2

Запасенная при пластической деформации энергия увеличивает запас свободной энергии, ослабляет энергию сцепления в решетке. Поэтому дебаевские температуры, вычисленные по рентгеновским данным, в недеформированных кристаллах каменной соли равны 260—290°C, а в деформированных 150—170°C. Решетка в полосе скольжения характеризуется большим числом статически смещенных атомов и сильно ослаблена.

Пластическая деформация захватывает широкую область около полосы скольжения [11].

Исследована роль скольжения в развитии деформационного упрочнения ионных кристаллов со структурой NaCl и изменения запасенной энергии. Были построены кривые деформации при сжатии монокристаллов NaCl, NaF, KCl, KBr, LiF вдоль оси [100] и аналогичные кривые после предварительного сжатия по другой оси куба [12]. При повторном сжатии кристаллов выяснено скрытое упрочнение. Оно было тем выше, чем больше энергия кристаллической решетки. Наибольшее упрочнение было у LiF и NaF, меньше у NaCl, KCl и наименьшее у KBr.

Величина упрочнения находится в соответствии с видом кривой деформации. В кристаллах LiF и NaF была обнаружена лишь стадия I (рис. 3 § 6) слабого упрочнения вследствие начала скольжения. Для кристаллов KCl и KBr, имеющих малую величину энергии решетки и невысокую механическую прочность, наблюдалось быстрое упрочнение, т. е. II стадия, а I стадия наблюдалась у образцов большой длины. Кривая деформации для кристаллов NaCl обнаруживает обе стадии I, и II.

Из результатов этих опытов следует, что чем больше значение энергии кристаллической решетки, тем больше относительное значение запасенной энергии при пластической деформации кристалла и больше его упрочнение.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. М. Борн, Хуан Кунь. Динамическая теория кристаллических решеток. Изд. ИЛ, М., 1958, с 319.
2. В. Боас. Сб. «Дислокации и механические свойства кристаллов». ИЛ, 1960.
3. Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. Изд. ИЛ, Москва, 1962.
4. Р. И. Гербар, И. В. Обренмов, Л. М. Поляков. ДАН СССР, 108, 425 (1956).
5. Р. И. Гарбер. ЖЭТФ, 6, 176 (1936).
6. А. Окерхансен. Phys. Rev., 94, 1551 (1954).
7. Р. И. Гарбер, И. А. Гиндин. УФН, 70, 57 (1960).
8. А. А. Федоров. ЖТФ, 11, 9 (1941).
9. L. M. Seabrough. Hargneaves M. E., Zoretto M. A., Acta Metal, 6, 725 (1958).
10. В. П. Хоткевич, Э. Ф. Чайковский, В. В. Зашквара. ДАН СССР, 46, 483 (1956).
11. В. И. Старцев, П. Н. Аронов. Кристаллография, 4, 85 (1959).
12. T. H. Alden. Trans. Metallurg. Soc. AIME. 230, № 4, 649 (1964).

#### § 10. ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ПРЕДЕЛА ТЕКУЧЕСТИ

С повышением температуры скорость движения дислокаций в решетке быстро растет. Увеличивается также и диффузионная подвижность атомов примесей, поэтому резко понижается критическое напряжение старта (трогания) дислокаций. По этим причинам наблюдаемая скорость дислокаций с повышением температуры растет значительно медленнее, чем диффузионная подвижность атомов примесей. Вследствие наложения всех этих причин в температурной зависимости предела текучести может наблюдаться участок, на котором атмосферы примесей успевают следовать за дислокациями, что и сопровождается упрочнением образца и появлением максимумов в температурной зависимости предела текучести. В других случаях не наблюдалось максимумов, что является следствием малого влияния примесного взаимодействия на величину сопротивления скольжения [1].

Сопротивление решетки движению дислокаций по разным кристаллографическим направлениям определяется напряжениями Пайерлса.

На рис. 1 представлена типичная температурная зависимость нижнего предела текучести для железа, хрома и мо-

либдена. В обзоре [1] приводятся различные атомные теории, описывающие температурную зависимость  $\sigma_{кр}$ . Рассмотрена температурная зависимость предела текучести железа в связи с блокирующим действием атмосфер примесей и учетом сопротивления перемещению дислокаций и др. [2].

Рассмотрена температурная зависимость предела текучести для ковалентных кристаллов с учетом движения ядра дислокации как субмикротрещины или закрепления дислокаций на примесях. Экспериментальные данные по деформации кристаллов Fe в области высоких температур оказались в удовлетворительном согласии с выводами такой теории.

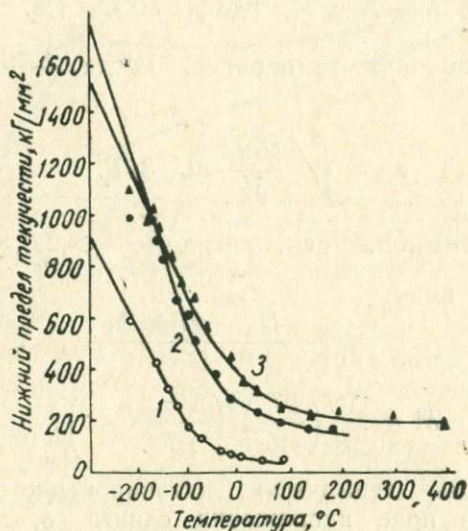


Рис. 1. Зависимость нижнего предела текучести от температуры для: 1—железа, 2—хрома, 3—молибдена по [1]

В исследованиях [3] задача рассмотрена в общем виде. Различные физические процессы торможения дислокации обобщенно представлены как потенциальные барьеры на пути движения дислокаций. Барьеры преодолеваются движущейся дислокацией в поле приложенных напряжений сдвига с помощью энергии тепловых колебаний дислокационной линии. Поэтому температурная зависимость критического напряжения сдвига, определяемая различными препятствиями, описывается с помощью уравнений движения термически активированных дислокаций, преодолевающих потенциальный барьер, высота которого понижена за счет приложенных внешних напряжений сдвига  $\sigma$ . Температурная зависи-

мость критического напряжения сдвига  $\sigma_{кр}$  по теории [3] представляется уравнением

$$\text{Ве} \frac{U_0}{\kappa T} \left( \frac{V}{\kappa T} \right)^2 = \frac{V\sigma_{кр}}{\kappa T} \text{ch} \frac{V\sigma_{кр}}{\kappa T} - \text{sh} \frac{V\delta_{кр}}{\kappa T}, \quad (1)$$

где  $V$  — активированный объем,

$U_0$  — энергия активации.

Заметим, что объемная концентрация  $N$  участвующих в скольжении дислокаций зависит от относительной величины пластической деформации  $\varepsilon_n$  и напряжения сдвига  $\sigma$  по условию

$$N = N_0 \sigma \cdot \varepsilon_n^p, \quad \text{где } p = 0,7 \div 1,5.$$

Из (1) для высоких температур, когда  $\frac{V\sigma_{кр}}{\kappa T} < 0,8$  получается

$$\sigma_{кр} = \sqrt[3]{\frac{2B\kappa T}{V}} e^{U_0/3\kappa T}.$$

При низких температурах, когда  $\frac{V\sigma_{кр}}{\kappa T} > 2,0$ , уравнение (1) приводится к виду:

$$\sigma_{кр} = \frac{U_0 - \kappa T \ln M}{V},$$

где

$$M = \frac{1}{2B} \left( \frac{\kappa T}{V} \right)^2 \left( \frac{V\sigma_{кр}}{\kappa T} - 1 \right),$$

$V$  — скорость термически активированного движения дислокации в поле напряжения сдвига  $\sigma$ , записываемая в виде

$$V \equiv 2V_0 \frac{L}{2} \cdot \text{sh} \frac{V \cdot \sigma}{\kappa T} \cdot \exp \left( - \frac{U_0}{\kappa T} \right).$$

Здесь  $V_0$  — дебаевская частота,

$l$  — расстояние между неподвижными точками колеблющейся дислокационной линии в единицах вектора Бюргера,

$L$  — путь, проходимый участком дислокации за один активированный прыжок.

Следовательно, уравнение (1) в области высоких температур может быть представлено экспонентой, а в области низких температур — уравнением прямой. При  $T^0 = 0^\circ K$  будет справедливо выражение

$$\sigma_{кр} = \frac{U}{V}. \quad (3)$$

Эти выводы теории удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными, представленными на рис. 1.

На рис. 2 представлены диаграммы растяжения кристаллов LiF [4].

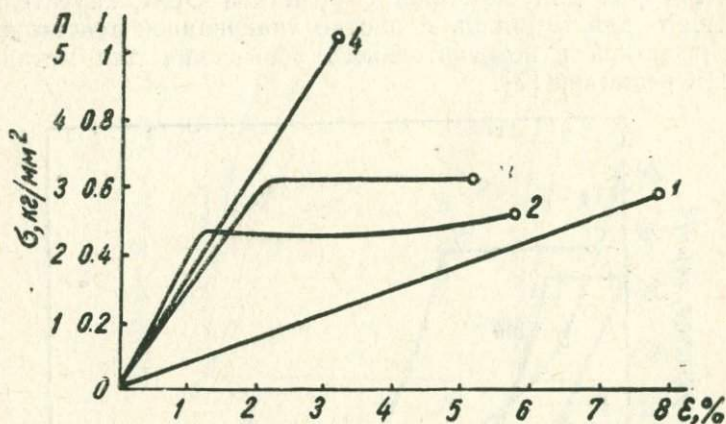


Рис. 2. Диаграммы растяжения кристаллов LiF по [4]

Разрушению «беспримесного» кристалла, содержащего 0,002% Mg (рис. 2—1), при температурах выше  $-40^\circ\text{C}$  предшествует пластическая деформация, представленная площадкой текучести на кривых 2, 3 и 4 (рис. 2).

Как правило, не наблюдается стадии упрочнения, поэтому наблюдается не только параллелизм в ходе температурных зависимостей прочности и предела текучести, но в некоторых случаях и совпадение их численных характеристик.

Кристаллы, содержащие высокий процент примеси, разрушаются при всех температурах без видимой пластической деформации. Увеличение предела текучести и напряжения разрушения с понижением температуры до  $-196^\circ\text{C}$  представлено на рис. 3 для некоторых металлов [3]: у никеля, имеющего ГЦК решетку, наблюдается понижение предела текучести в два раза; у циркония (гексагональная решетка) — в три раза; у  $\beta$ -латуни, имеющей решетку ГЦК, предел текучести увеличивается в семь раз. Для сталей степень повышения предела текучести при понижении температуры обратно пропорциональна их пределу текучести при комнатной температуре. У высокопрочных сталей понижение температуры — до  $196^\circ\text{C}$  повышает предел текучести на 10—20%, а у железа Армко в 3—4 раза [6].

Для металлов предел текучести с понижением температуры повышается до определенного значения и затем сохраняется постоянным. Существующие дислокационные теории этой

зависимости приводят к выводу о монотонном повышении предела текучести при охлаждении материала до  $0^{\circ}\text{K}$ .

На основании экспериментальных результатов следует вывод о резком повышении предела текучести при низких температурах для металлов с решеткой ОЦК, значительно меньшего для металлов с плотно упакованной гексагональной решеткой и незначительного повышения для металлов с ГЦК решеткой [7].

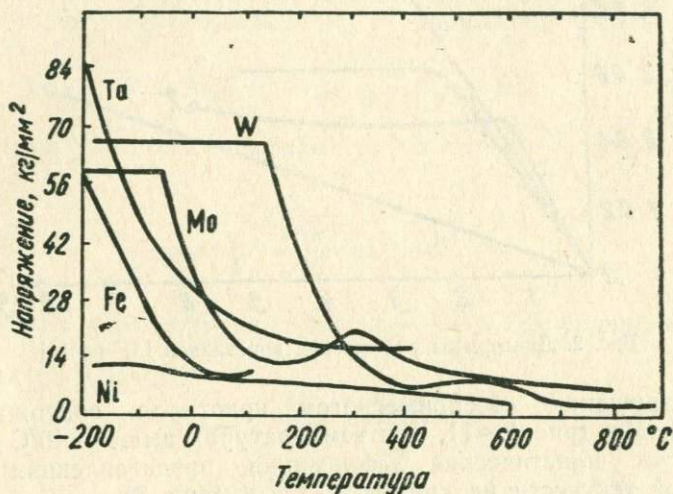


Рис. 3. Изменение предела текучести и напряжения разрушения металлов с температурой по [5]

Растяжение металлов при температуре  $4,2^{\circ}\text{K}$  показывает большие срывы в ходе зависимости деформация — напряжение для всех испытанных материалов: в железе, алюминии, меди, сплавах, сталях [8]. Причинами срывов в ходе зависимости могут быть, например, двойникование или мартенситное превращение, развивающееся, например, в  $\beta$ -латуни при низких температурах и под действием деформации, или термическая неустойчивость металлов при низких температурах. Малая теплоемкость тел при низкой температуре даже при небольшой деформации может сопровождаться значительным локальным повышением температуры, облегчающим скольжение.

Обычно пластическая деформация каменной соли происходит посредством скольжения по плоскостям (110) и по направлениям [110]. В некоторых условиях можно вызвать скольжение и по другим плоскостям, например, в образцах специальной формы [9].

На рис. 4 представлена зависимость от температуры предела упругости, определенного оптическим методом, для скольжения по системе (100) [110] (кривая 1) и для скольжения по системе (110), [110] при растяжении каменной соли.

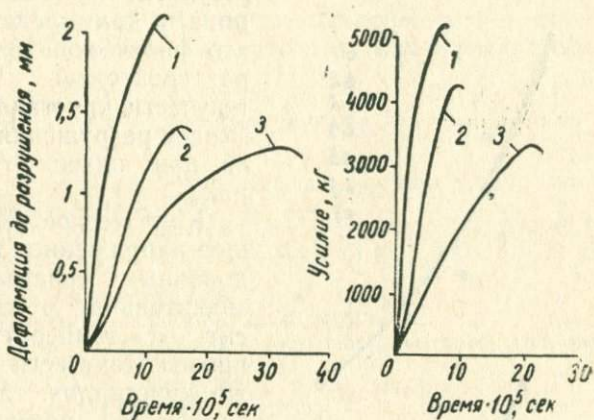


Рис. 4. Зависимость от температуры предела текучести, определенного оптическим методом для скольжения по системе (100) [110] (кривая 1) и для скольжения по системе (110) [110] при растяжении каменной соли по [9]

В примесных кристаллах возможно возникновение локальной концентрации напряжений при быстром изменении температур, возникающих за счет различия температурных коэффициентов линейного расширения основного материала и включений.

На рис. 5 представлены температурные зависимости прочности  $\sigma_b$  исследуемых кристаллов. Пределы текучести  $\sigma_c$  и критического скалывающего напряжения  $\sigma_{кр}$  для кристаллов LiF по [4].

Предел прочности  $\sigma_b$  кристалла LiF с содержанием 0,002% Mg растет с понижением температуры,  $\sigma_b$  — для кристаллов с содержанием 0,02% Mg сохраняется постоянным в исследуемой области температур.

В разрушенных малопримесных кристаллах LiF не обнаружено полос скольжения, но в областях, прилегающих к зоне разрушения, наблюдалась локальная пластическая деформация, представленная дислокационными цепочками.

Принято считать, что температурное постоянство прочности при хрупком изломе является следствием того, что разрушение происходит без пластической деформации.

Для малопримесных кристаллов LiF и кристаллов с большим содержанием примесей наблюдается резкий рост предела текучести  $\sigma_T$  с понижением температуры.

Значение предела текучести в низкотемпературной области превышает значения предела прочности кристаллов. Этот результат можно рассматривать как следствие того, что физический процесс, характеризующийся пределом текучести кристалла, не вызывает разрушения кристалла при низких температурах.

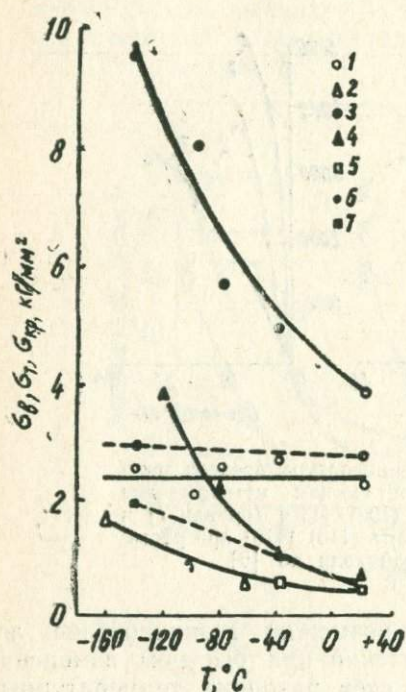


Рис. 5. Температурные зависимости предела прочности ( $\sigma_b$  1, 2), предела текучести ( $\sigma_T$  3, 4, 5) и критического скалывающего напряжения ( $\sigma_{кр}$  6, 7) для LiF с 0,002 % Mg (2, 7, 4, 5) и с 0,02 Mg (1, 3, 6) по [4]

Критическое скалывающее напряжение для исследованных кристаллов LiF значительно меньше зависит от температуры, чем предел текучести для этих же кристаллов. Для кристаллов с примесями  $\sigma_{кр}$  практически остается постоянным.

Одинаковый ход температурных зависимостей предела прочности и критического скалывающего напряжения и близкие значения их численных характеристик дают возможность предположить, что гетерогенное зарождение дислокаций предшествует и обуславливает процесс разрушения кристаллов фтористого лития в низкотемпературной области [9].

Явления, присущие металлам с ОЦК-решеткой, резкий рост предела текучести при понижении температуры (и холодноломкость), вероятно, связаны с присутствием атомов азота и углерода, образующих твердые растворы внедрения. Атомы внедрения взаимодействуют с дислокациями. Свежие дислокации, образующиеся в процессе деформации, закрепляются внедренными атомами углерода и азота, которые находятся в твердом растворе в свободном состоянии [2].

Одним из методов понижения хрупкости и холодноломкости металлов с ОЦК решеткой является уменьшение возмож-

ностей закрепления дислокаций на атомах внедрения путем или их удаления, или внедрения атомов с меньшей энергией связи с дислокациями [12].

Рассмотренные материалы находятся в согласии с высказанной выше мыслью, что температурная зависимость предела текучести для металлов и неметаллов имеет одинаковый вид и может иметь одинаковое объяснение в предположении об одинаково протекающих атомных механизмах деформации.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Трефилов. Физ. природа хрупкого разрушения металлов. Киев, «Наукова думка», 1965, стр. 22.
2. A. H. Cottrell, B. A. Bilby. Proc. Phys. Soc., **A62**, 49 (1949).
3. В. И. Трефилов, Ю. В. Мильман. ДАН СССР, **153**, 4, 824 (1963).
4. Н. В. Волкова. ФТГ, **6**, 311, 4 (1964).
5. J. Vehtold. Acta Met., **3**, 249 (1955).
6. Г. В. Ужик. Прочность, пластичность металлов при низких температурах. М., Изд. АН СССР, 1957.
7. В. И. Саррак. УФН, **67**, в. 2, 339 (1959).
8. E. Wessel. TASM, **49**, 149 (1957).
9. А. В. Степанов, Е. А. Мильканович. ЖЭТФ, **18**, 773 (1948).
10. D. Stein. Loas J. Leybolt A. Acta Met., **11**, 1253 (1963).
11. R. Smith. Rutherford J. Metals, **9**, 857 (1957).
12. В. И. Саррак, Р. И. Энтин. В сб.: «Физ. природа хрупкого разрушения металлов», Киев, «Наукова думка», 1965, стр. 120.

#### § II. ИЗМЕНЕНИЕ ПРЕДЕЛА ТЕКУЧЕСТИ С УВЕЛИЧЕНИЕМ СКОРОСТИ НАГРУЖЕНИЯ

Многие исследователи наблюдали, что после перехода предела упругости материала наблюдается увеличение напряжений, соответствующих одному и тому же значению деформации. Этот результат послужил основанием для гипотезы об изменении характера диаграммы деформации с ростом скорости деформирования при динамическом нагружении.

В табл. 1 приведены данные об изменении предела текучести некоторых металлов с ростом скорости деформирования.

В табл. 2 приведены результаты измерения прочности металлов в условиях статического и динамического испытаний [2].

В табл. 3 приведены результаты испытаний стали  $30 \times \times 2n$  2МА при растяжении в условиях статического и динамического нагружения в широком диапазоне деформирования [3].

Таблица 1

Материал	Вид напряженного состояния	Отношение динамического предела текучести к статическому	Примечание
Стальная проволока	Растяжение	1,72	Скорость груза, растягивающего проволоку до 5 м/сек
Медная проволока	"	1,28	
Сталь	"	1,23—1,44	То же
Сталь 20	Изгиб	1,30	Скорости соударения 0,5—5,6 м/сек
Сталь 60 СГ	"	1,95	
Сталь 40	"	1,82	
Малоуглеродистая сталь	Сжатие	3,22	Скорости соударения 122—854 м/сек
Бронева сталь	"	2,44	

Таблица 2

Материал	Предел прочности, кг/мм <sup>2</sup>	
	статическое нагружение	динамическое нагружение (скорость удара 8—60 м/сек)
Железо отожженное	26,0	40,2
Сталь SAE 1015 отожженная	35,5	44,4
Сталь SAE 1022 холоднокатанная	58,8	73,5
Сталь SAE 1045 закаленная и отпущенная	100,0	118,4
Сталь SAE 302 нержавеющая	65,2	77,6
Медь холоднокатанная	31,5	42,0
Алюминиевый сплав 25 отожженный	8,1	10,8
Алюминиевый сплав 24 S—T	45,6	48,0
Магниевый сплав F	25,1	36,3

Данные, приведенные в табл. 1 и 2, свидетельствуют о росте напряжений за пределом текучести при увеличении скорости удара. Например, прочность исследованной стали

возрастает при переходе от статического режима нагружения к динамическому, так и с ростом скорости деформирования. В диапазоне малых скоростей деформирования повышение прочности сопровождается увеличением и относительного удлинения. При высоких скоростях нагружения металл

Таблица 3

Скорость удара, м/сек	Скорость нагружения, кг/сек	Относительное удлинение, %	Предел текучести, кг/мм <sup>2</sup>	Временное сопротивление растяжению, кг/мм <sup>2</sup>	Время достижения максимальной нагрузки, сек
Статическое нагружение					
—	—	11,5	81,5	92,0	—
Динамическое нагружение					
5,7	$4,35 \cdot 10^3$	13,5	110,0	117,0	$1,14 \cdot 10^{-3}$
25	$8,02 \cdot 10^3$	14,0	117,5	128,5	$0,69 \cdot 10^{-3}$
450	$27,3 \cdot 10^3$	13,0	165,5	169,0	$0,26 \cdot 10^{-3}$
600	$34,6 \cdot 10^3$	13,0	183,5	187,0	$0,22 \cdot 10^{-3}$
750	$95,0 \cdot 10^3$	12,0	188,0	188,0	$0,08 \cdot 10^{-3}$

становится более хрупким, относительное удлинение уменьшается. Зависимость сопротивления металлов от скоростей деформирования изучалась с помощью вдавливания индентатора. При других видах динамического испытания поле напряжений осложняется эффектами концентрации напряжений в месте контакта соударяющихся тел. При вдавливании исследуются только эти местные эффекты.

На рис. 1 представлена зависимость сопротивления металлов вдавливанию конуса (твердость  $H_k$ ) от скорости деформации в пределах  $10^{-1}$  (статическая нагрузка) до  $10^3$  м/сек [8]. При высоких скоростях нагружения изменяется характер исследуемой зависимости, что объясняют сопротивлением инерционных сил материала быстрому деформированию.

На рис. 2 представлена зависимость прочности различных бетонов при одноосном сжатии от скорости нагружения до 7 м/сек [9].

На рис. 3 представлена зависимость усилия внедрения клина при разных скоростях соударения с образцом известняка. С увеличением скорости соударения происходит увеличение возникающих усилий и деформаций.

О влиянии скорости соударения на механические свойства известняка можно судить по изменению угла наклона на кривой «усилие — внедрение» в начальной стадии внедрения, свидетельствующему о росте напряжения на единицу деформации, а также по относительному росту затрат энергии на внедрение увеличением скорости нагружения.

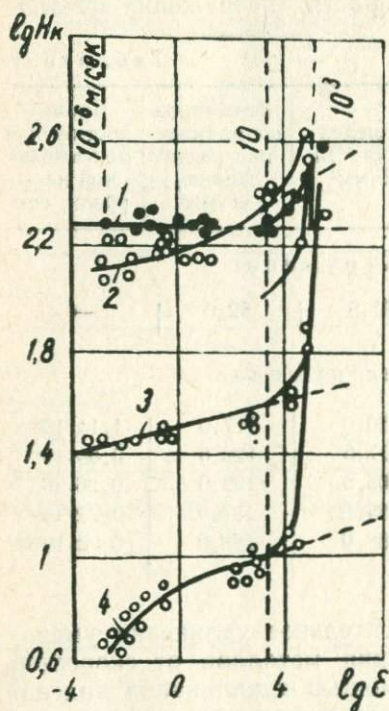


Рис. 1. Зависимость сопротивления металлов вдавлению индектора от скорости деформации: 1 — дюралюминий, 2 — железо армко, 3 — алюминий, 4 — свинец по [8]

В большинстве случаев с ростом скорости деформирования металлов и неметаллов отмечается увеличение уровня напряжений за пределом текучести материалов вплоть до разрушения [1].

Вероятно, этот вывод следует понимать так. Для материалов однородных после перехода нагрузкой предела текучести начинается процесс пластической деформации и упрочнения, что и вызывает повышение уровня напряжений. Для материалов неоднородных или пластичных возникающие местные напряжения вызывают процессы, приводящие к истечению уровня перенапряжений, например, уплотнение материала.

Отсутствие существенных изменений величин напряжений при статическом и динамическом нагружении с малыми скоростями вдавливания находит объяснения в малых абсолютных значениях этих изменений, которые перекрываются колебаниями значений измеренных усилий в пределах одной скорости испытания.

В настоящее время нет единых представлений о влиянии скорости деформирования на механические свойства горных пород [1].

Изучение механизма пластической деформации закиси железа  $Fe_{1-x}O$  при динамическом и статическом сжатии и температурах 650—1300°C позволило сделать интересные для теории выводы.

В опытах применялись монокристаллические и поликристаллические образцы, имевшие разные концентрации вакансий. Показано, что монокристаллы деформируются легче, чем поликристаллы. С повышением концентрации вакансий все образцы становятся пластичнее.

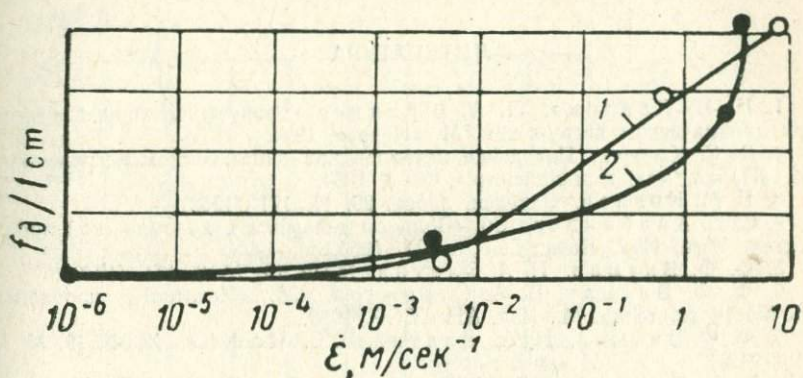


Рис. 2. Зависимость прочности различных бетонов при одноосном сжатии от скорости нагружения по [9]: 1 — малопрочный бетон, 2 — прочный бетон,  $\hat{f}_D$  — динамическое сопротивление сжатию,  $\hat{f}_{cn}$  — статическое сопротивление сжатию

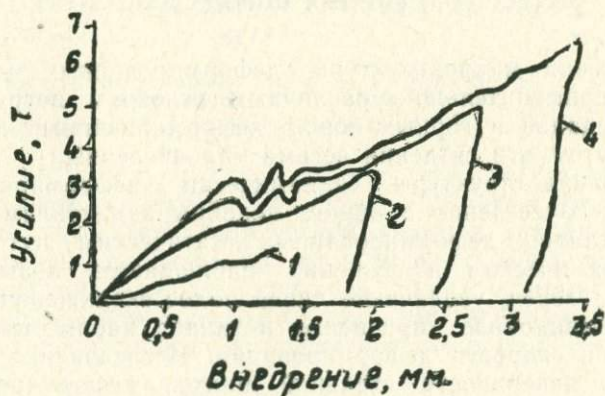


Рис. 3. Диаграммы «усилие—внедрение» при разных скоростях соударения по [1]: 1 — статическое нагружение, 2 — скорость соударения 3,1 м/сек, 3 — то же 4,4 м/сек, 4 — то же 5,4 м/сек

Предполагается, что предел текучести обусловлен разрушением дислокационных петель, оставшихся на месте растворившихся выделений  $Fe_3O_4$  при их взаимодействии с дис-

локациями. Анализ формы кривой деформации и ее температурной зависимости, а также рассмотрение существующих экспериментальных данных позволяют объяснить пластическую деформацию  $Fe_1-xO$  переполизанием дислокаций, активируемых приложенным напряжением [10].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Павлова, Л. А. Шрейнер. Разрушение горных пород при динамическом нагружении. М. «Недра», 1964.
2. Д. С. Кларк. Поведение металлов при динамическом нагружении. Сб. «Прикл. мех. и машиностр.», № 3, 1954.
3. Г. М. Козлов. Заводск. лабор. 26, 11, 171 (1960).
4. С. Б. Айнбиндер. Сб. «Вопросы динамики и динамической прочности», Рига, Изд. Латв. ССР, в III, 1955.
5. Ф. Ф. Витман, Н. А. Златин. ЖТФ 19, № 3, 171 (1949).
6. Ф. Ф. Витман, В. А. Степанов. Сб. «Некоторые проблемы прочности тв. тела». М., Изд. АН СССР, 1959.
7. Ф. Ф. Витман, Н. А. Златин, Б. С. Иоффе. ЖТФ, 19, № 3, 14 (1949).
8. А. А. Ильюшин, В. С. Ленский. Сопротивл. материалов. М., Физматгиз, 1959.
9. D. L. W a t s t e i n of. Amer. Concrete Inst., 24, № 8, 18 (1958).
10. B. R e p p i c h. Phys. Status. Solidi, 20, № 1, 69 (1967).

#### § 12. ИЗМЕНЕНИЕ СТРУКТУРЫ ДЕФОРМИРОВАННЫХ МИНЕРАЛОВ И ГОРНЫХ ПОРОД

Изменения микроструктуры деформированных металлов изучены применительно к различным условиям нагружения. Для минералов и горных пород, деформированных динамическим путем, эти сведения весьма малочисленны.

Изменения структуры динамически деформированных металлов качественно в общем подобны изменениям структуры металлов, деформированных статическим путем [1]. При динамическом нагружении наблюдается повышенное дробление зерен, увеличение числа полос скольжения.

Деформационное упрочнение металлов наблюдается при увеличении скорости деформирования. Исследование микротвердости поверхности стальной плиты, деформированной вдавливанием индектора статическим и динамическим способами до одинаковой величины остаточной деформации в месте приложения нагрузки, свидетельствует о различном распределении твердости. На рис. 1 представлены кривые распределения твердости вдоль осей деформированных кристаллов, как видно из рис. 1 (2), образец после статической нагрузки имеет относительно меньшую твердость. Кроме того, кривая для статически нагруженного образца вначале

повышается и достигает максимума на значительном расстоянии от поверхности. Размеры кратера, полученного при статическом нагружении, больше, чем в образце, деформированном взрывом при большой скорости нагружения.

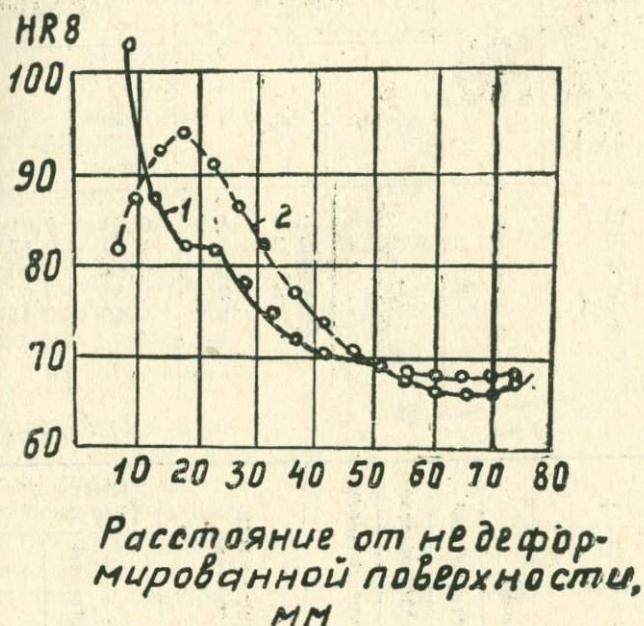


Рис. 1. Распределение твердости в деформированных стальных образцах: 1 — динамическая деформация, 2 — статическая деформация по [2]

Данные рентгеновского структурного анализа показывают, что искажения кристаллической решетки стальных цилиндров, сжатых со скоростью до 9 м/сек, больше, чем образцов, деформированных статически. После динамического деформирования наблюдается большая степень анизотропии искажений кристаллической решетки, чем при статическом [3].

В табл. 1, 2 приведены средние данные по твердости и деформации мрамора, рассчитанные на основании экспериментальных данных. При разных начальных скоростях динамического деформирования, например, при 46 м/сек начальная скорость нагружения составляла  $400 \cdot 10^6$  кг/см<sup>2</sup> · сек.

Значения твердости мрамора рассчитывались по осциллограммам записей динамических усилий. Абсолютные значения деформации мрамора при вдавливании штампа

определялись по осциллограммам записей внедрения штампа до начала разрушения.

Таблица 1

№ серии испытаний	Начальная скорость деформирования, м/сек	Число опытов в серии	Твердость			Деформация		
			$R_m$ , кг/мм <sup>2</sup>	$\sigma_{pM}$	$\nu_1$ %	$\epsilon_{1mm}$	$\sigma_\epsilon$	$\nu_1$ %
I	$10^{-6}$	5	79	3,8	4,9	0,33	0,04	12,1
II	10	5	87	1,2	1,4	1,70	0,17	14,0
III	21	6	91	3,3	3,7	0,84	0,09	10,7
IV	34	8	101	3,4	3,4	0,68	0,07	11,0
V	40,5	7	134	17,6	9,6	0,55	0,11	20,0
VI	46	2	200	—	—	—	—	—
VII	53	1	250	—	—	—	—	—

Таблица 2

Скорость деформирования, м/сек	Скорость нагружения, кг/см <sup>2</sup> .сек	Твердость, кг/мм <sup>2</sup>	Предел текучести, кг/мм <sup>2</sup>	Коэффициент пластичности	Деформация до разрушения, мм	Время достижения максимальной нагрузки, сек	Размеры зон разрушения			Объемная работа разрушения, кг м/сек <sup>3</sup>
							глубина, мм	условный диаметр, мм	объем, см <sup>3</sup>	
$10^{-6}$	15	79	52	3,5	0,24	—	3,6	33,0	1,6	0,95
10,0	$20 \cdot 10^6$	87	67	2,9	1,60	$5 \cdot 10^{-4}$	4,1	30,0	1,7	2,3
21,0	$40 \cdot 10^6$	91	80	1,3	0,74	$2,3 \cdot 10^{-4}$	3,3	31,0	1,2	3,3
34,0	$90 \cdot 10^6$	101	95	1,2	0,57	$1,1 \cdot 10^{-4}$	2,8	30,0	1,0	7,4
40,5	$400 \cdot 10^6$	184	—	1,0	0,35	$0,45 \cdot 10^{-4}$	2,7	29,0	0,94	11,3
46,0	—	200	—	1,0	—	$0,35 \cdot 10^{-4}$	3,9	29,0	1,2	11,6
53,0	—	250	—	1,0	—	—	4,3	28,0	1,5	12,1

Зависимость величины деформации мрамора до разрушения от скорости имеет сложный характер. При малых скоростях соударения штампа с породой наблюдается рост деформаций по сравнению с результатами статического

вдавливания, а при больших уменьшение. Для других пород также наблюдались рост деформаций и глубин зон разрушения при скоростях соударения 1—2 м/сек.

Уменьшение величины внедрения при высоких скоростях вдавливания было отмечено для мрамора [2].

С увеличением скорости соударения, а, следовательно, и скорости нагружения время достижения максимального напряжения.

Время достижения максимальной деформации мрамора при всех скоростях соударения незначительно превышает время, необходимое для достижения максимальных усилий.

Исследования зависимости между величиной деформации и усилием при разных скоростях нагружения [2] позволили сделать вывод, что с увеличением скорости деформирования разрушение происходит при меньшей деформации, а излом становится более крупным. С увеличением скорости деформирования растет напряжение в материале, повышаются его упругие свойства, уменьшается пластичность. Материал становится более хрупким [2].

На рис. 3 представлена зависимость твердости, предела текучести и коэффициента пластичности мрамора от скорости деформирования по [2].

В табл. 2 приведены сводные данные по механическим характеристикам мрамора, определенным при статическом и динамическом вдавливании штампа диаметром 10 мм, из которой следует, что с увеличением скорости нагружения твердость и предел текучести мрамора растут, а коэффициент пластичности падает.

Средние механические характеристики поликристаллической каменной соли зависят от скорости нагружения. С увеличением скорости деформирования до 31 м/сек и скорости

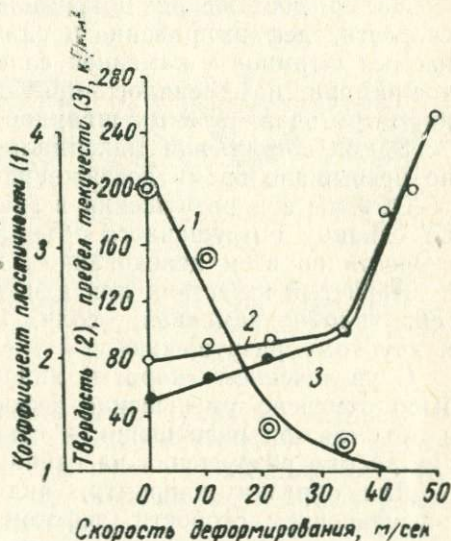


Рис. 3. Зависимость твердости, предела текучести и коэффициента пластичности мрамора от скорости деформирования по [2]

нагружения до  $35 \cdot 10^6$  кг/см<sup>2</sup> · сек растут твердость, предел текучести деформирования до разрушения, размеры зоны разрушения; уменьшаются коэффициент пластичности и время достижения максимальной нагрузки. Даже при невысоких скоростях нагружения каменная соль предрасположена к хрупкому разрушению.

Время достижения максимальной нагрузки при равных скоростях деформирования и одинаковых диаметрах вдавливаемых штампов у каменной соли относительно больше, чем у мрамора, и изменялось приблизительно пропорционально диаметру вдавливаемых штампов.

Время достижения максимальной деформации значительно превышало время достижения максимального усилия.

Объемы зон разрушения и энергия разрушения в расчете на единицу разрушенного объема увеличиваются с ростом скорости во всем исследованном диапазоне скоростей.

Пористый известняк при динамическом нагружении ведет себя подобно каменной соли, обнаруживая склонность к хрупкому разрушению.

С увеличением скорости динамического деформирования было отмечено уменьшение деформации известняка, глубин и объемов зон разрушения и относительно резкое возрастание работы разрушения на единицу объема [2].

Для образца кварцита, являющегося хрупким телом, с увеличением скорости деформирования растет твердость, деформация до разрушения и зоны разрушения.

Время достижения разрушающей нагрузки для кварцита было почти на порядок меньше, чем для других испытанных пород [2].

При испытании пород на одноосное сжатие не было обнаружено существенных различий в характере разрушения образцов при статическом и динамическом нагружении. В большинстве случаев образцы разрушались путем сдвига с образованием конусов, прилегающих к торцам образцов. Степень измельчения продуктов разрушения при динамическом нагружении была значительно больше, что находится в согласии с большей энергоемкостью процесса динамического разрушения.

Исследовалось влияние скорости нагружения на величину пластической деформированной зоны, возникающей в условиях вдавливания штампа в каменную соль или мрамор.

На аншлифе породы, деформированной вдавливанием после облучения гамма-лучами или быстрыми электронами, более ярко окрашивалась зона пластической деформации в ярко-голубой цвет на мраморе или фиолетовый на каменной соли (рис. 4).

Деформация развивалась вдоль поверхностей главных касательных напряжений [4].

На рис. 4 различаются три зоны:

1. Внутренняя полусферическая зона, прилегающая к основанию штампа и не получившая окраски.

2. Окрашенная серповидная зона, заключенная между двумя граничными поверхностями равных максимальных касательных напряжений.

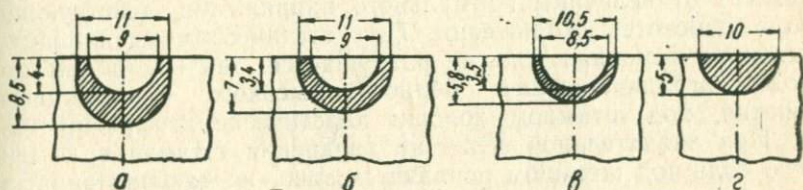


Рис. 4. Пластически деформированные образцы мрамора, в которых зерна пластической деформации приобрели окраску при облучении по [2]:

*a* — статическое вдавливание, *б* —  $V = 20$  м/сек; *в* —  $V = 32$  м/сек,  
*г* —  $V = 40$  м/сек

3. Внешняя неокрашенная зона (упругая матрица). Окрашенная внутренняя зона является пластически деформированной. Она развивается за счет уменьшения двух других зон, которые характеризуются только упругой деформацией.

В этих опытах с окрашиванием пластически деформированной части был выявлен качественно одинаковый характер пластической деформации при статическом и динамическом деформировании. Такие же данные были получены в методике опытов с крешерами.

В образцах мрамора, нагруженных до напряжений несколько меньше предела прочности при данных условиях, наблюдалось изменение глубины зоны распространения пластической деформации с увеличением скорости деформирования. Вероятно, этот результат является следствием локализации процесса с увеличением скорости нагружения.

При деформировании мрамора со скоростью 400 м/сек на облученном аншлифе зона окраски захватывает всю область, ограниченную полусферой радиуса, приблизительно равного радиусу штампа.

Пластическая деформация на этой скорости отсутствует, и коэффициент пластичности близок к единице.

При разрушении происходит скол только половины пластически деформированного объема, при этом место зарождения трещины разрушения совпадает с областью максимального бокового распада.

При статическом деформировании каменной соли процесс вдавливания не приводит к образованию выкола, и большая

часть энергии расходуется на развитие зоны пластических деформаций, наблюдаемых на облученных после деформации образцах каменной соли.

В отличие от мрамора в каменной соли уже при небольших давлениях пластические сдвиги охватывают всю некоторую область, примыкающую к основанию штампа.

Такая особенность механизма деформации каменной соли связана с тем, что предел текучести каменной соли почти не зависит от величины нормального напряжения, действующего в плоскости скольжения. При статическом сдавливании штампов каменная соль не разрушается, так как объем породы, ограничивающей область высокого всестороннего сжатия, под штампом хорошо пластически деформируется.

При значительной величине внедрения штампа в каменную соль под штампом появляется зона, не дающая окраски при облучении, которая увеличивается по мере углубления штампа.

При динамическом вдавливании у каменной соли появляется хрупкое разрушение после малой пластической деформации, величина которой уменьшается с увеличением скорости.

Несмотря на различия в свойствах пород кварцита, песчаника, каменной соли и мрамора, закономерности их разрушения при вдавливании штампа, одноосном и продольном сжатии в условиях бокового давления при динамическом нагружении качественно оказывались одинаковыми для всех пород [2].

С увеличением скорости деформирования для всех пород отмечается возрастание прочностных характеристик, что приводит к повышению затрат энергии на их разрушение.

Количественные характеристики материалов при динамическом нагружении зависят от их свойств и скорости нагружения [2].

На рис. 5 представлены диаграммы одноосного сжатия образцов горных пород по [5].

Из этих данных следует, что для всех испытанных пород, включая крепчайшие, в различной степени обнаруживается течение образцов перед разрушением.

Ранее считалось, что крепкие и крепчайшие породы ведут себя как практически упругие и хрупкие тела вплоть до разрушающих нагрузок [6].

Степень хрупкости горных пород предложено оценивать соотношением между величиной работы, затраченной на деформирование образца до предела, и общей работой деформации до момента разрушения. Это соотношение было названо коэффициентом хрупкости.

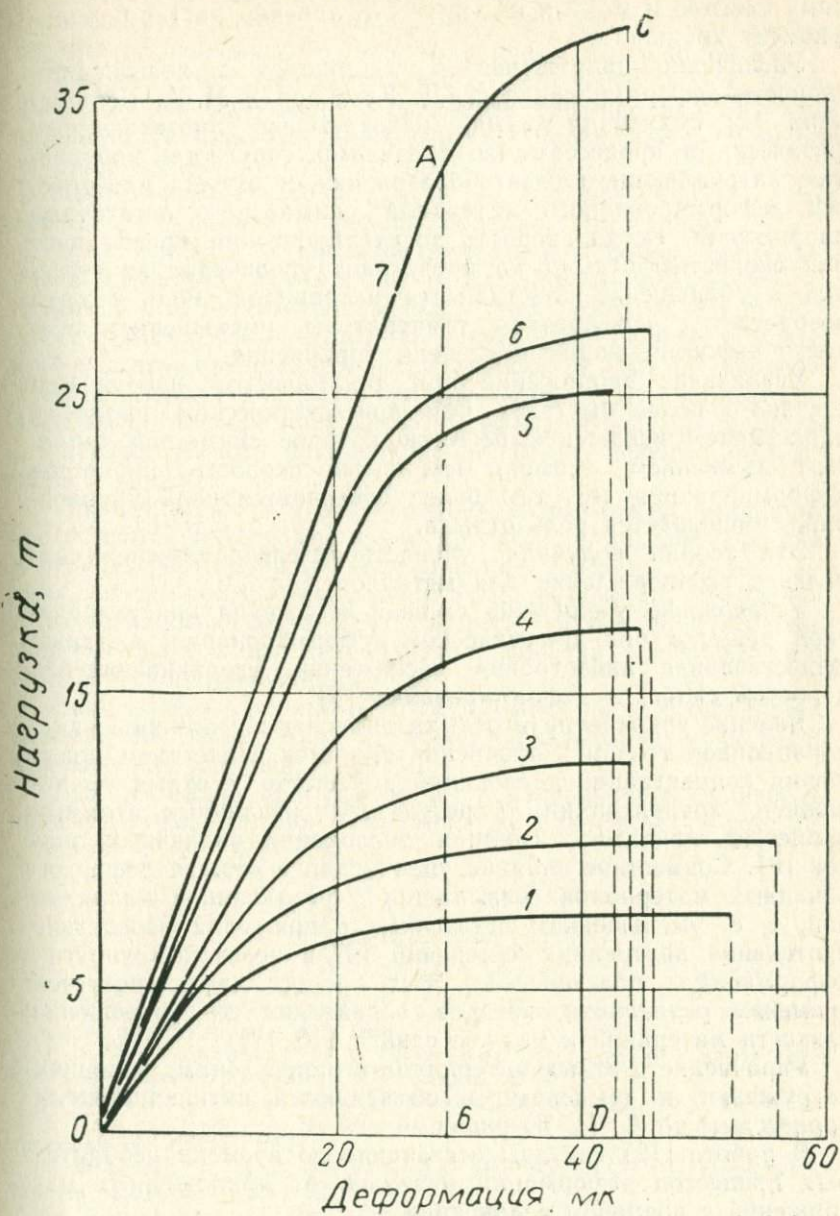


Рис. 5. Диаграммы одноосного сжатия образцов горных пород: 1 — мрамор, 2 — известняк, 3 — апатит, 4 — роговик, 5 — железистый кварцит, 6 — скарн, 7 — джеспилит по [5]

С возрастанием временного сопротивления пород одноосному сжатию и модуля их упругости линейно растет и коэффициент хрупкости.

Увеличение напряжения в материалах с повышением скорости деформирования В. Д. Кузнецов и М. А. Большанина [7] объяснили двумя, одновременно протекающими физическими процессами за пределами упругости: упрочнения, затрудняющего сдвигообразования, и отдыха пластически деформированного материала, снимающего остаточные напряжения. Когда скорость роста упрочнения преобладает над скоростью отдыха, то происходит увеличение напряжений и уменьшение пластичности материалов. Роль отдыха возрастает с повышением температуры, уменьшением скорости деформирования и степени упрочнения.

Увеличение напряжений при динамическом нагружении связано с более быстрым, чем при статическом процессе, нарастанием искажений решетки, которое снимается тепловым движением атомов. Чем выше скорость процессов деформирования тел, тем более повышается роль упрочнения, и уменьшается роль отдыха.

Эта теория получила удовлетворительное экспериментальное подтверждение для металлов.

Установлено увеличение степени искажения кристаллической решетки при динамическом деформировании, а также существование анизотропии искажений, увеличивающейся с ростом скорости деформирования [3].

Явление упрочнения и отдыха объясняют с помощью дислокационной теории. Упрочнение является следствием повышения концентрации дислокаций в решетке, а отдых уменьшением концентрации в результате различных атомных процессов, например, слияния дислокаций различных знаков [8]. Совместное влияние упрочнения и отдыха деформированных материалов связывается с релаксацией напряжений, т. е. уменьшением остаточных напряжений вследствие протекания внутренних измерений [9] и переходом упругих деформаций в пластические. Этот процесс характеризуется временем релаксации, которое определяют как отношение вязкости материала к модулю сдвига [10, 11].

Упрочнение и отдых материалов в определенных условиях нагружения и температуры, объясняются активационными процессами по С. Н. Журкову.

В работе [12] связаны отставание во времени необратимых процессов деформаций металлов от приложенных напряжений с временем релаксации.

По этим данным при динамическом нагружении металлов за пределом упругости отставание необратимой деформации от нагрузки связано с проявлением внутренних процессов.

В решетке протекают процессы необратимых изменений, зависящие от времени, температуры и степени отклонения системы от равновесного состояния при данных условиях.

Скорость возврата в состоянии равновесия любой системы и при любых условиях после прекращения действия вынуждающего фактора определяется степенью ее отклонения от равновесия.

Чем больше эти отклонения, тем быстрее спадают остаточные напряжения в деформированном материале.

Если процесс деформирования горных пород протекает очень медленно, как это имеет место в земных недрах, и скорость его значительно меньше, чем приблизительно  $\tau^{-1}$  где  $\tau$  — время релаксации, то пластическое течение может происходить при малых напряжениях  $\sigma$ . Когда скорость превышает величину  $\tau^{-1}$ , то и при очень высоких напряжениях процесс должен протекать без пластической деформации, и материал вплоть до разрушения будет деформироваться только упруго.

При динамическом деформировании возможны различные соотношения между временем процесса, определяемым скоростью деформирования и релаксацией системы. В тех случаях, когда время релаксации очень велико по сравнению с длительностью изучаемого процесса, то оно не будет оказывать влияния на механические свойства материала при динамическом нагружении.

Если время релаксации соизмеримо с длительностью нагружения, то его влияние должно сказываться в большей или меньшей степени.

Для металлов при скоростях, использованных в работе, время релаксации при испытании на одноосное сжатие составляет  $2 \cdot 10^{-5}$  сек [12].

## ЛИТЕРАТУРА

1. Д. С. Райнхарт и Д. Пирсон. Поведение металлов при импульсных нагрузках. М., ИЛ, 1958.
2. Н. А. Павлова, Л. А. Шрейнер. Разрушение горных пород при динамическом нагружении. М., Недра, 1964.
3. В. М. Финкель. Автореферат канд. дисс. Томск, ТГУ, 1956.
4. И. С. Губкин, С. И. Добровольский, Б. Б. Бойко. Фотопластичность. Минск, 1957.
5. Л. И. Борн, В. И. Курбатов. Изв. АН СССР, ОТН, сер. «Металлург. и топливо», № 4, 23 (1959).
6. Л. И. Борн, Г. М. Веселов, Ю. Г. Коняшин. Экспер. исслед. процессов разрушения горных пород ударом. М., Изд. АН СССР, 1962.
7. В. Д. Кузнецов. Физика твердого тела. Томск, т. II Изд. «Кр. Знамя». 1941.

8. И. А. Одинг. О роли дислокаций в процессе ползучести. Изв. АН СССР, ОТН, № 12, (1948).

9. Эйрих. Введение в общие представления о реологии. Сб. «Реология», М., ИЛ, 1962.

10. П. А. Ребиндер. Сб. «Реология», М., ИЛ, 1961.

11. Х. Л. Рахмалулин, Ю. А. Демьянов. Прочность при интенсивных кратковременных нагрузках. М., Физматгиз, 1961.

12. Л. М. Шестопапов. Деформирование металлов и волны в них. М., изд. АН СССР, 1958.

---

**ОБРАЗОВАНИЕ И РОСТ ТРЕЩИН РАЗРУШЕНИЯ****§ 1. ПОНЯТИЕ ВЯЗКОГО ИЛИ ХРУПКОГО РАЗРУШЕНИЯ**

Разнообразие способов механического разрушения твердых тел в настоящее время [1] велико. При разрушении большинства материалов трещины возникают на поверхности тела, располагаясь перпендикулярно к направлению растягивающих напряжений. Хрупким называется разрушение, происходящее без заметной пластической деформации [2].

Максимальные значения предела прочности кристаллов калиевого ряда при растяжении перпендикулярно оси грани куба в  $\text{г/мм}^2$  составляют для KCl—513, KBr—406 и KJ—354, т. е. измеренная прочность кристаллов снижается с уменьшением энергии решетки [3].

Разрыв связи между атомами тела, т. е. теоретическая прочность идеальной решетки должна наступать при достижении значения напряжения, равного 0,1 модуля Юнга. Эта величина является теоретической прочностью [4, 5]. Прочность, близкая к теоретической, достигнута при разрыве тонких нитей и нитевидных кристаллов [6, 7]. При испытании образцов обычных размеров достигается прочность, не превышающая  $10^{-4}$  теоретической.

Общепринято объяснение разницы между теоретической и практически измеряемой прочностью, предложенное Гриффитсом, который разработал теорию практической прочности стекла при хрупком изломе, основываясь на гипотезе, что разрушение представляется процессом развития имеющихся микротрещин под действием внешней нагрузки. На конце трещины концентрируется напряжение. Исходя из энергетических соображений, Гриффитс показал, что трещина, имеющая длину  $Z$  несколько см, будет расти, если напряжение  $\sigma_c$  — растягивающее напряжение в образце, дейст-

вующее перпендикулярно направлению имеющейся в ней микротрещины длиной  $L$

$$\sigma_c \geq A \sqrt{\frac{E\gamma}{L}},$$

где  $\gamma$  — поверхностная энергия,

$A$  — числовой коэффициент,  $A \approx 1$ .

По данным [9], если радиусом острого конца трещины считать расстояние между соседними атомами, то разрыв начинается при  $\sigma_c \approx 0,1 E$ .

Определение физического понимания хрупкого разрушения является предметом длительных дискуссий. Различные признаки и характеристики тел брались за основу при разделении и определении хрупкого и вязкого разрушений. В частности, в дискуссии о физической природе хрупкого разрушения [10] были высказаны следующие мнения. Применяемый в настоящее время термин «хрупкое разрушение» является условным. В его основу берут наблюдаемую величину пластической деформации, предшествующую разрушению тела. Иногда вязкое или хрупкое разрушения тела определяют по виду поверхности и места разрушения образца. Разделение разрушения по виду места разрушения тела на «хрупкий» и «вязкий» имеет ограниченный технический смысл для случаев разлома при малой или большой пластической деформациях [10]. Сейчас имеются два понимания процесса разрушения и взаимосвязи между разрушением и деформированием. Классическое и наиболее распространенное понимание разрушения основано на том, что разрушению при статическом нагружении предшествует пластическая деформация, сопровождающаяся упрочнением тела. После чего разрушение наступает при достижении некоторого критического напряжения и является катастрофически протекающим событием, а излом хрупким. По другой гипотезе разрушение является кинетическим термоактивационным процессом, который развивается в теле с момента начала его нагружения. С этой позиции понятия хрупкого и вязкого разрушения являются условными. Согласно гипотезе катастрофического разрушения тела кинетика процесса состоит в пластической деформации тела [11].

В этом случае учитывается только одна возможная роль пластической деформации как процесса, приводящего к зарождению трещин и разрушению тела, между тем, как известно, что пластическая деформация, снижая перенапряжения, задерживает развитие трещин и упрочняет тело. Известно также, что трещины, упираясь в полосы сдвигов, перестают прорастать, и только дальнейшее повышение напряжения вызывает дальнейший рост трещины, т. е. де-

формация упрочняет тело и обладает свойством самоторможения [12]. В теории следует учитывать оба возможные влияния пластической деформации: ослабление и упрочнение тел.

Если придерживаться мнения, что в нагруженном теле протекает одновременно процесс разрушения и процесс пластической деформации, то необходимо рассмотреть и взаимодействие обоих процессов. В зависимости от пластической деформации в развитии процессов разрушения возможны несколько типов излома [12].

О физической сущности активационных процессов в нагруженных телах высказаны разные гипотезы [13—20]. По представлениям С. Н. Журкова, процесс разрушения состоит в разрыве межатомных связей, обусловленных тепловыми флуктуациями. Напряжение в теле понижает потенциальный барьер и играет активирующую роль, как это было развито Я. И. Френкелем в теории термической ионизации атомов в электрическом поле.

По гипотезе Б. Я. Пинеса разрушение представляет собой кинетический процесс, в основе которого лежит перемещение вакансий к трещинам [13—19]. Трещины прорастают за счет притока к ним вакансий, что и определяет кинетику разрушения. Наличие градиента напряжений вблизи трещины вызывает направленную диффузию вакансий.

На полимерах удалось доказать термоактивационный характер процесса разрушения этих тел [20]. В некоторых случаях развитие процесса разрушения полимеров обусловливает собой развитие процессов деформации, а не наоборот [22, 23]. В работах [24—27] доказано, что в основе разрушения полимеров лежит разрыв химических связей, а не диффузионные процессы. Так как на органических полимерах активационная теория разрушения доказана экспериментально, а количественные закономерности временной зависимости прочности для металлов и полимеров одинаковы, то В. Р. Регель высказал предположение, что основные положения кинетической теории прочности справедливы и для металлов. На этом же основании те же выводы можно распространить и на ионные соединения и неорганические полимеры [10].

Е. Д. Шукин высказал мнение, что при определении понятия хрупкости и пластичности следует ввести безразмерный критерий. Так как разрушение связано с развитием новой свободной поверхности, то в качестве такого критерия можно избрать отношение энергии  $\gamma^*$ , затрачиваемой на создание 1 см<sup>2</sup> поверхности разрушения (эффективной поверхностной энергии) к истинной величине свободной поверхностной энергии данного твердого тела  $\gamma$ .

Обычно значения  $\gamma$  лежат в интервале от нескольких сотен до тысяч эрг/см<sup>2</sup>, тогда как величина  $\gamma^*$  при хрупком разрушении близка к  $\gamma$ , а при пластическом разрушении тела может достигать  $10^4$ — $10^6$  эрг/см<sup>2</sup>. Следовательно, если  $B = \frac{\gamma^*}{\gamma} \approx 1$ , положено говорить о хрупком разрушении, если же  $B \gg 1$ , то о пластичности и вязком разрушении [28]. Пластическая деформация происходит и в упругой области диаграммы растяжения, поэтому хрупкому разрушению, так же как и вязкому, предшествует некоторая пластическая деформация. Когда в материалах имеются достаточно мощные препятствия; то это обеспечивает выполнение условий для зарождения трещин [10].

По мнению В. И. Трефилова, хрупкость появляется всегда тогда, когда наблюдается резкая температурная зависимость критического напряжения сдвига. Она может быть обусловлена различными физическими причинами, свойствами самой решетки и межатомных связей — напряжением Пайерлса, как это имеет место у полупроводников, влиянием примесей внедрения у металлов и ионных кристаллов и др.

Для осуществления резкого перехода от вязкого разрушения к хрупкому при данной скорости деформации, по В. И. Трефилову, является необходимым наличие сильной температурной зависимости критического напряжения сдвига, так как только в этом случае можно обеспечить значительное изменение вероятности старта дислокационных источников и времени ожидания старта (времени трогания) под действием напряжений растущей трещины и при малом изменении температуры в области перехода [10].

С. Т. Конобеевский [10] высказал следующие мысли о хрупком разрушении. Для подготовки разрушения недостаточно только наличия напряжения в теле. Необходимы разность напряжений в двух точках. Разрыв вызывается силой, а сила определяется градиентом напряжения. В отсутствии градиента напряжения нет силы, поэтому нет и разрыва.

Чтобы существовал в теле градиент напряжения, требуется создание области пониженной плотности, которая в твердом теле создается вакансиями. Вакансии возникают как результат теплового движения атомов. При наличии неоднородности напряженного состояния вакансии диффундируют и концентрируются по некоторым направлениям или плоскостям кристалла. В этой области модуль становится меньше среднего, местная деформация усиливается, и область оказывается местом стока вакансий. Градиент напряжения

и разрывающие усилия растут и создают предпосылки для роста трещины.

Н. Н. Давиденков обращал внимание на неправильность определения хрупкого разрушения как процесса, происходящего без пластической деформации. Практически при вязком и хрупком изломах имеется пластическая деформация. Поэтому предлагалось заменить термин «хрупкий излом» на «разрушение путем отрыва», а «вязкий излом» — «разрушение срезом», что отвечает макроскопическому описанию физических процессов при разрушении кристаллических тел [10].

Хрупкое разрушение наблюдается в кристаллах с ОЦК и гексагональной решетками, с решеткой алмаза и некоторыми другими типами кристаллических решеток.

Для хрупкого разрушения нельзя считать определяющим наличие примесей атомов, дающих твердые растворы внедрения. Например, хрупкость полупроводников, по-видимому, не связана с присутствием примесей [10].

Способы раннего обнаружения появления трещины хрупкого разрушения, изучение ее кинетики без разрушения изделия являются задачей большой важности для изучения процесса разрушения.

Для зарождения трещины разрушения необходимо торможение движения дислокаций, блокировка скольжения, чему способствует понижение температуры (холодноломкость) и закрепление дислокаций на дефектах структуры.

Релаксация локальных напряжений путем пластической деформации затрудняет образование и рост трещины. Рассмотрено много случаев образования трещины и необходимые критические условия для этого [32, 33]. Рассмотрено образование трещины у скопления краевых дислокаций. Предполагается, что трещина зарождается в некоторой плоскости, причем положение дислокаций и конфигурация скопления при этом сохраняется. Зная поле упругих напряжений в этой плоскости, вычисляют изменение энергии.

Приравнивая приращения упругой поверхностной энергии трещины  $\gamma$ , получают условие образования трещин в следующем виде:

$$n \cdot b \cdot \tau_l = \frac{3}{8} \pi^2 \gamma, \quad (2)$$

где  $n$  — концентрация дислокаций с вектором Бюргера  $b$  на плоскости  $OP$ ,  $\tau_l$  — касательные напряжения в плоскости скольжения.

В выражение (2) не входит длина трещины. Это означает, что после ее образования трещина продолжает расти до тех пор, пока ее размеры не достигнут длины линий скольжения дислокаций.

Наиболее распространено мнение, что зарождение трещины разрушения в кристаллической решетке или аморфной, стеклообразной структуре происходит при наличии неоднородной пластической деформации.

Блокировка скольжения и локализация деформации в ограниченном объеме способствуют накоплению дислокаций, росту напряжений. Пластическая деформация является существенной и при хрупком разрушении хрупких материалов, например, германия, кремния и стекла [34].

Процесс разрушения металлов описывается как результат взаимодействия дислокации [35]. В качестве критерия для суждения об условиях, приводящих к разрушению металла, предлагается величина удельной энергии упругой деформации участков кристаллической решетки около дислокации.

Рассмотрение отдельных случаев взаимного расположения двух дислокаций и сопоставление энергии упругой деформации в этих случаях со скрытой теплотой плавления для Al, Fe и Cu позволило установить наиболее опасные, с точки зрения разрушения, конфигурации дислокации. Для их образования необходима значительная предварительная пластическая деформация тела.

Взаимодействие дислокаций приводит к созданию их опасных конфигураций, зарождению трещин и их распространению. Атомный механизм разрушения строится на основе атомной картины пластической деформации, даваемой дислокационной теорией. В настоящее время с позиций дислокационного механизма физических процессов описываются все основные типы разрушения твердых тел: вязкое, хрупкое, усталостное, высокотемпературное (ползучесть) [36]. Закономерности и механизм процессов разрушения еще не имеют полной количественной теории, дающей возможность предсказать или вычислять ход разрушения в определенных условиях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Сб. «Атомный механизм разрушения». ГПЗ, Metallurgizdat, 1963. Москва.
2. В. И. Саррак. УФН, **67**, № 2, 339 (1959).
3. W. Schütze. Zsf. Phys., **76**, 135 (1932).
4. Н. Дж. Потч. Успехи физ. Мет. **2**, 7 (1958).
5. Р. И. Гарбер, И. А. Гиндин. УФН, **70**, 57 (1960).
6. В. Л. Инденбом, А. Н. Орлов. УФН, **76**, 557 (1962).
7. Э. М. Нагорный и др. УФН, **67**, 625 (1959).
8. E. Z. Orowan. Phys., **82**, 235 (1933).
9. Сб. «Физическая природа хрупк. разрушения». Киев, «Наукова думка», 1965.

11. Л. С. Мороз, Ю. Д. Хесин, Т. К. Маринец. ФММ, 13, в. 6, 912 (1962).
12. Н. М. Мелахалин, В. Р. Регель. ЖЭТФ, 29, в. 6, 817 (1955).
13. Б. Я. Пинес. ЖТФ, 25, в. 8, 1399 (1955).
14. Б. Я. Пинес. ФТТ, 1, в. 3, 265 (1959).
15. Б. Я. Пинес, А. Ф. Сиренко. ФТТ, 1, в. 2, 275, (1959).
16. Б. Я. Пинес, А. Ф. Сиренко. ДАН СССР, 129, в. 2, 310 (1959).
17. Б. Я. Пинес, А. Ф. Сиренко. ДАН СССР, 134, 65, 1062 (1960).
18. Б. Я. Пинес, А. Ф. Сиренко. ДАН СССР, ФТТ, 2, 6, 1, 6 1043 (1967).
19. Б. Я. Пинес, А. Ф. Сиренко. ФТТ, 4, 7, 1901, (1962).
20. С. Н. Журков, С. А. Абасов. Высокомолекулярные соединения 4, в. 11, 1703 (1962).
21. В. Р. Регель, Т. М. Мунтов, О. Ф. Поздняков. ФТТ, 4, в. 9, 2468 (1962).
22. В. Р. Регель. Высокомолекулярные соединения. 6, в. 3, 395 (1964).
23. В. Р. Регель. Высокомолекулярные соединения, 6, в. 3, 395 (1964).
24. С. Н. Журков, С. А. Абасов. Высокомолекулярные соединения. 3, в. 3, 441 (1967).
25. С. Н. Журков, С. А. Абасов. Высокомолекулярные соединения. 3, в. 3, 450 (1967).
26. С. Н. Журков, С. А. Абасов. Высокомолекулярные соединения. 4, в. 11, 1703 (1962).
27. С. Н. Журков, Э. Е. Томашевский, В. А. Закревский. ФТТ, 3, 9, 2941 (1961).
28. Е. Д. Шукин. Физ. природа. Хрупкое разрушение мат., Киев, «Наукова думка», 1965.
29. А. С. Драчинский, В. И. Трефилов. Сб.: «Вопросы физики металлов и металловедения», Киев, изд. АН УССР, 1962.
30. J. C. Egdan, J. A. Jahoda. Rev. of Sci. Instr. 34, 2 (1963).
31. В. Д. Ярошевич. В сб.: «Физ. природ. Хрупк. разр. металлов», Киев, «Наукова думка», 1965.
32. A. N. Stroh. Proc. Roy. Soc., A, 232, 548 (1955).
33. A. N. Stroh. Adv. Phys., 6, 418 (1957).
34. W. C. Levengood. J. Appl. Phys., 35, 424 (1964).
35. И. А. Одинг. Изв. АН СССР ОТН, Металлургия и топливо, № 3, 3 (1960).
36. М. А. Штремель. Сб. «Атомный мех. разрушения», ГИЗ, Металлургиздат, 1963, Москва.

## § 2. ТЕОРИИ ХРУПКОГО РАЗРУШЕНИЯ ТЕЛ

Сложный вопрос о хрупком разрушении тел вообще и в частности минералов и горных пород разрабатывается интенсивно. В нем много неясного и спорного, начиная от определения решающего критерия хрупкого разрушения — критерия напряжения, деформации или другого параметра.

Существенные трудности возникают как в формально-макроскопическом, так и атомно-физическом описании разрушения.

Некоторые формальные классические континуальные теории исходят из констатации того факта, что тело разрушается, когда напряжение достигает критической величины.

В этом описании нет физического, атомного механизма процесса, составляющего сущность истинного понимания процесса и объяснения [1—3].

Важнейшим является вопрос образования зародышевой трещины. В большинстве теорий разрушения предполагается, что процесс образования трещины должен идти внутри зерна и связан со скольжением, образованием двойников, скоплением дислокаций на пересечении линий скольжения и т. д. Этим самым большинство исследователей начало хрупкого разрушения связывают с пластической деформацией и течением материала.

Считают, что имеются две стадии разрыва. Первая стадия — медленный рост трещин, приводящий к образованию зеркальных поверхностей в месте разрыва. Вторая стадия состоит в быстром прорастании трещины со скоростью не выше скорости звука.

Скорость роста трещины в первой стадии зависит от нагрузки, температуры и среды, окружающей образец. При температуре жидкого воздуха первая стадия разрыва стекла практически отсутствует. Имеется точка зрения, что трещины образуются и растут при любой величине напряжения меньше разрывного. Поэтому явление хрупкого разрыва характеризуется не только разрывной нагрузкой, но и временем его действия [2, 3, 4, 5, 6].

Расчет напряжения в устье зародышевой трещины показал, что упругая энергия тела при наличии трещины уменьшается на величину  $\pi(1-\nu)\sigma^2L^2/8g$ , где  $g$  модуль сдвига и  $\nu$  — коэффициент Пуассона. Трещина растет только в случае, когда свободная энергия системы в результате ее распространения уменьшается, т. е. если убыль потенциальной энергии деформации превышает прирост поверхностной энергии берегов трещины. На основании этого условия получена зависимость критической длины трещины  $L^*$ , имеющей эллиптическую форму, так называемой трещины Гриффитса, и напряжением  $\sigma^{кр}$ , при котором продолжается спонтанный ее рост в виде (1) (§1 гл. II).

Горные породы и минералы иногда содержат и стеклообразную фазу. В этом случае применима теория хрупкого разрушения стекла, разработанная Гриффитсом [9].

При хрупком изломе процесс разрушения является наиболее близким к идеальному простому, при котором атомные связи растягиваются до предела.

В таком материале при наличии трещины у ее вершины имеются связи, находящиеся на различных стадиях удлинения и разрыва. Во время роста трещины каждая связь последовательно растягивается до разрыва. Работа растяжения и разрыва связей переходит в поверхностную энергию

излома  $\gamma$ . Эта работа производится за счет энергии внешнего источника и упругой энергии системы [8].

В работе по исследованию прочности стекла и образования трещины [9]. Гриффитс отбирал случаи разрушения, которые имели место и в отсутствии течения материала. Полученные им экспериментальные данные позволили вычислить по уравнению (1) величины  $E$ ,  $\nu$ , которые хорошо согласовывались с непосредственно измеренными значениями этих величин.

Теория Гриффитса оказалась справедливой для аморфных материалов. Распространение ее на металлы принципиально невозможно в силу иной природы пластической деформации металлов [7]. Для проблемы разрушения важным является температурная зависимость сопротивления пластической деформации и степень гомогенности деформации.

Для аморфных материалов зависимость между скоростью деформации и приложенным напряжением выражается уравнением вязкости, согласно которому скорость деформации пропорциональна приложенному напряжению. Коэффициент вязкости с повышением температуры уменьшается экспоненциально. Для аморфных тел существует температура, ниже которой пластическая деформация практически невозможна.

Отсутствие пластической деформации, снимающей перенапряжения, играет важнейшую роль для образования трещины хрупкого разрушения и излома образца.

Известно, что даже трение создает на поверхности стекла трещины.

В аморфном материале скорость деформации в каждом элементе объема определяется напряженным состоянием в этом объеме.

В металлах сопротивление пластической деформации существенно зависит от температуры. Предел текучести при охлаждении до  $4,2^\circ\text{K}$  увеличивается лишь несколько раз, и остается значительно ниже теоретической прочности.

В металлах и ионных кристаллах деформация является неоднородной как в пределах одного зерна, так и в пределах всего тела. Вероятно, вследствие гетерогенности пластической деформации в металлах происходит образование зародышевых трещин [7].

Предложено видоизменить формулу Гриффитса и сделать ее применимой и для металлов. С этой целью предложено учесть энергию пластической деформации слоя, прилегающего к поверхности разрушения [10].

А. В. Степанов и Я. И. Френкель высказали важную гипотезу, что на прочность влияют не только старые дефекты, существовавшие до нагружения, но и свежие, возникающие во время нагружения [11, 12].

Экспериментальные исследования привели к выводу, что пластическая деформация предшествует даже хрупкому разрушению тел [13—16].

Отсюда сделан вывод, что разрушение является следствием пластической деформации, приводящей к созданию зародышевых трещин.

Я. И. Френкель [12] предполагал, что критическое скальвующее напряжение, при котором решетка становится механически неустойчивой, равно  $G/2\pi$ , где  $G$  — модуль сдвига. Это напряжение достигается, когда атомная плоскость смещается на половину расстояния между двумя положениями равновесия. Отсюда следует, что сопротивление сдвигу по порядку величины должно равняться модулю сдвига  $G$ .

Оцененная, таким образом, прочность материала на несколько порядков оказалась выше практически измеряемой. Для хрупких тел, в которых закон Гука выполняется вплоть до разрушения, измеряемая прочность также на несколько порядков ниже теоретической. Малая прочность реальных кристаллов объясняется с учетом двух гипотез. В одном случае считается, что идеальные кристаллы имеют малую прочность, а расхождение между теорией и опытами является следствием несовершенства теории прочности идеального кристалла. Подвергается сомнению законность экстраполяции упругих свойств кристалла и постоянство модуля упругости в процессе деформации и при больших деформациях. По аналогии с плавлением скольжение в кристаллах обуславливают разрывом связей дальнего порядка при неизменных связях ближнего порядка. Поэтому допускается возможность разрыва связей при напряжениях меньше  $G$ .

Другие объяснения расхождения измеренной и теоретической прочности исходят из предположения, что в теории правильно определена высокая величина прочности идеального кристалла, но разрушение практически происходит по иному. В теории предполагается, что разрушение развивается одновременно по какой-либо атомной плоскости по всему сечению образца. Практически разрушение начинается локально в слабом и наиболее сильно напряженном сечении, и затем трещина распространяется на все сечение. Локальное напряжение, вызывающее разрушение, равняется теоретическому, а среднее по сечению образца — на несколько порядков ниже [5].

В ионных кристаллах происходит скальвание по грани куба без заметного разрушения этих плоскостей.

Процесс разрушения начинается с образования трещины, распространяющейся по объему кристалла. Напряжение разрушения совершенного кристалла приблизительно равно

$$E/\pi, \quad (2)$$

где  $E$  — модуль упругости в направлении, перпендикулярном сколу.

Обычно кристаллы разрушаются при напряжениях меньше вычисленных (2), что обусловлено наличием поверхностных дефектов и пластической деформации. То и другое приводит к возникновению больших локальных напряжений.

В нитевидных кристаллах исключены поверхностные дефекты и пластическая деформация, поэтому они имеют высокую прочность. Поверхностная прочность кристаллов может понизиться при химическом взаимодействии со средой, в результате которого образуется новое соединение с повышенной хрупкостью. Например,  $\text{NaCl}$  с озоном дает хрупкое соединение  $\text{NaClO}_3$ .

На наиболее напряженной поверхности образуется начальная трещина, распространение которой заканчивается разрушением.

А. В. Степанов [11] заложил основы теории о связи пластической деформации ионных кристаллов и их разрушения. В [11] исследуется на ионных кристаллах характерный для них механизм зарождения и роста трещин при взаимодействии линий скольжения между собою, а также с границами блоков и с поверхностью кристалла. Например, трещина по границе сброса образуется после того, когда граница выводится из правильного симметричного положения, связанного с пластической деформацией образца, что приводит к образованию макроскопических напряжений, пропорциональных произведению угла разориентировки решетки по обе стороны границы на угол ее наклона по отношению к симметричному положению.

После достижения критического значения напряжений на граничной линии трещина разрывается на отдельные отрезки. Затем при развитии трещины дислокационные стенки подстраиваются к концам трещин.

Представления А. В. Степанова о том, что пластическая деформация, создающая локальные напряжения, может вызвать образование трещины, подтверждены экспериментально для некоторых случаев разрушения. В кристаллах  $\text{MgO}$  трещины часто образуются в месте пересечения двух полос скольжения [17].

Локальные напряжения могут ослабить связь в кристалле и способствовать росту трещины.

Высказано предположение, что зависимость прочности от размеров стального образца нужно рассматривать как статическое явление. С уменьшением размеров стального образца повышается средняя величина хрупкой прочности, и понижается критическая температура хрупкости и холоднотомкости.

Теория зародышевых трещин излома, по Гриффитсу, является вполне удовлетворительным первым приближением для объяснения хрупкого разрушения аморфных тел — стекол [1].

Предполагается, что хрупкое разрушение возникает в том и только в том случае, если в материале до наступления пластической потери устойчивости достигается критическое растягивающее напряжение. Такое критическое напряжение разрушения, оказывается, не зависит от температуры и скорости нагружения. Иными словами, температура и скорость нарастания напряжения влияют на возникновение хрупкого разрушения через напряжения течения, которые зависят от них [1].

По современным представлениям процесс хрупкого разрушения кристалла под действием растягивающих напряжений можно разделить на следующие стадии [19].

1. Образование зародышевой трещины за счет местных напряжений, возникающих вблизи границ зон скольжения дислокаций [20], либо вследствие скопления вакансий [21, 22]. Возможно также представить себе повышение напряжения за счет одновременного присутствия высокой концентрации дислокаций и вакансий. Перенапряжения также могут возникнуть вследствие перемещения атомов при фазовых превращениях.

2. Рост зародышевой трещины сопровождается снятием напряжений на ее конце, что приводит к остановке трещины. Трещина прорастает дальше при увеличении внешнего напряжения; когда она достигает больших размеров, то дальнейший ее рост продолжается без увеличения внешней нагрузки и заканчивается прорастанием на все сечение кристалла.

Задачу об условиях равновесия зародышевой трещины в аморфном теле — стекле — в рамках теории упругости рассмотрел Гриффитс. Он определил уменьшение упругой энергии образца при раскрытии трещины, приняв распределение напряжений в окрестности трещины, вычисленное по методам теории упругости для случая безграничной среды. В плоском варианте этой задачи равновесной формой сечения трещины является эллипс с длиной большой полуоси  $2c$ . Разность энергии  $\Delta U$  упруго растянутого напряженного кристалла без трещины и кристалла с трещиной, в котором упругие напряжения частично сняты в зависимости от размера  $L$ , изображается кривой с максимумом при

$$L = L^* = 2\gamma E / \pi \sigma^2,$$

где  $\gamma$  — поверхностная энергия,  $E$  — модуль Юнга,  $\sigma$  — напряжение вдали от трещины.

А. Н. Орлов [19] отметил, что теория Гриффитса имеет следующие недостатки:

1) сильные искажения решетки вблизи края трещины описываются при помощи линейной теории упругости;

2) не учитывается взаимодействие противоположных стенок трещины, а оно, по теории Е. М. Лифшица, может быть большим и приводит к залечиванию трещины [22, 23];

3) для кристалла конечных размеров задача решается только в общем виде, и зависимость критических размеров трещины от параметров задачи не может быть исследована из-за громоздкости решения;

4) трещина, не достигнувшая критического размера  $L^*$ , должна самопроизвольно захлопнуться. Устойчивые зародышевые трещины размера  $L < L^*$  невозможны. Для того, чтобы такая трещина могла существовать, необходимо, чтобы кривая  $U(L)$  имела минимум.

Размер трещин, обуславливающих излом по Гриффитсу, можно оценить из энергетических соображений. В пластине толщиной  $h$  сквозная трещина длиной  $L$  имеет запас поверхностной энергии  $2h\gamma L$ . Упругая энергия тела снижается на величину  $\sigma^2 h a^2 / 2E$ , где  $\sigma$  — напряжение, создаваемое внешней нагрузкой. Дополнительная упругая энергия, связанная с образованием трещины, имеет максимум при  $L = L^* = 2\gamma E / \sigma^2$ . Трещина длиной  $L \geq L^*$  при напряжении выше, чем  $\sigma$ , развивается, что заканчивается изломом тела [25].

При  $L < L^*$  трещина будет захлопываться и роста ее не будет. Если принять дополнительное условие, что после образования трещины поверхностная энергия вследствие адсорбции поверхностно-активных веществ понижается, то это допущение обеспечивает рост трещины и при  $L < L^*$ .

Рост трещины сопровождается интенсивной пластической деформацией вблизи ее вершины. Это приводит к увеличению поверхностной энергии и к необратимости процесса распространения трещины.

Распространение трещин по Гриффитсу описывается следующим образом. Если в кристалле имеется трещина длиной  $L$ , причем модуль упругости кристалла  $F$ , ширина  $d$ , а глубина и длина его бесконечно велики, то однородное растягивающее напряжение  $\sigma$ , действующее перпендикулярно оси трещины, вызывает приращение ее длины  $dL$ . При этом происходит выделение энергии упругой деформации из ограниченного объема, равного  $2Ld \cdot \pi \cdot dL$ . Плотность энергии деформации равна  $\sigma^2 / 2E$ , а выделившаяся энергия равна

$$\frac{\sigma^2 \cdot d\pi L \cdot dL}{E}$$

На образование двух новых поверхностей общей площадью  $2d \cdot dL$  затрачивается энергия поверхностного разрушения, плотность которой  $W_{\text{пов}}$ . Поэтому общая поглощаемая энергия равна

$$2d \cdot W_{\text{пов}} \cdot dL.$$

Трещина будет распространяться при условии уменьшения энергии системы с увеличением длины трещины, т. е. при условии.

$$2dW_{\text{пов}} \cdot dL < \frac{\sigma^2 d\pi \cdot L \cdot dL}{E},$$

или

$$W_{\text{пов}} < \frac{\pi\sigma^2 L}{2E}.$$

С увеличением напряжения  $\sigma$ , вызывающего рост трещины, растет и  $W_{\text{пов}}$ , зависящая от скорости распространения трещины, температуры, структуры и сил связи в кристалле.

По [26—28] процесс разрушения тела разделяется на стадии:

1. Образование трещины путем слияния дислокаций и распространения такой трещины.

Первая стадия зависит от критического результирующего касательного напряжения, действующего на незакрепленные дислокации, а вторая от величины приложенного растягивающего напряжения.

Хрупкое разрушение происходит, когда напряжения около излома могут развивать образованную дислокациями трещину, как это дано в теории Гриффитса. В случае вязкого разрушения считается, что трещины, образованные дислокациями, не могут распространяться таким способом, но несколько трещин сливается в одну, которая растет в результате пластической деформации у ее вершины, создающей новые дислокационные трещины, сливающиеся с первой, главной.

При испытании надрезанных образцов в пределах температурной области перехода излом вблизи надреза является вязким, затем, развиваясь, переходит в хрупкий. Основное условие перехода состоит в том, что по мере того, как трещина вязкого излома набирает скорость и переходит в область, где доля гидростатического напряжения выше, разрушающее напряжение перед главной трещиной должно стать достаточным для развития по механизму Гриффитса образованной здесь дислокационной трещины.

Если  $\sigma$  — разрушающее напряжение в области перед распространяющимся вязким изломом, то трещина, образованная  $n$ -дислокациями, по условию [29] распространяется

как трещина хрупкого скола, если  $\sigma$  удовлетворяет условию:

$$n \cdot b \cdot \sigma \left( 1 + \frac{1}{\sqrt{2}} \right) = 4\gamma',$$

где  $b$  — вектор Бюргерса,

$\gamma'$  — эффективная поверхностная энергия, связанная с ростом трещины.

Вязкое разрушение переходит в хрупкое, когда напряжение достигнет величины, определяемой формулой типа (3).

$$\sigma \approx 4\mu \cdot \gamma' / K^* \cdot L^{0,5}, \quad (7)$$

где  $L$  — длина трещины,

$K^* = \text{const}$ ,

$\mu$  — модуль сдвига.

Согласно этому критерию перехода увеличение размеров зерна благоприятствует разрушению сколом, так как число дислокаций  $n$  в трещине возрастает, и, следовательно, такая трещина лучше распространяется в теле (1).

Сопrotивление трения увеличивает растягивающее напряжение у излома и способствует сколу. Увеличение  $\gamma'$  затрудняет распространение трещины, образованной дислокациями, и этим способствует вязкому разрушению [26].

На рис. 1 § 1 гл. III представлены возможные схемы образования трещины в результате скопления дислокаций у какого-нибудь препятствия. Формула Гриффитса (1) в дислокационной теории процесса разрушения имеет вид:

$$\sigma \cdot n \cdot b \approx 2\gamma,$$

Можно наметить механизм образования зародыша трещины с помощью дислокаций. Зародыш трещины растет за счет дислокаций до критического размера, когда его длина превысит критическую, то она быстро распространяется до границ зерна. Ч. С. Барретт рассматривает распространение трещины также в связи с величиной эффективной поверхностной энергии [1].

Если  $\gamma_1$  представляет величину плотности эффективной поверхностной энергии в точке на границе зерна, то эта величина включает истинную поверхностную энергию трещин  $\gamma_0$  и энергию пластической деформации прилегающих слоев.

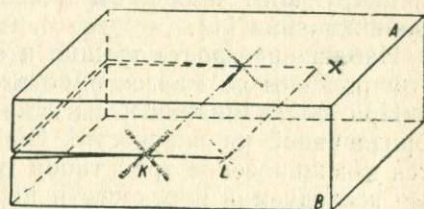


Рис. 1. Возможная схема образования трещины в результате скопления дислокаций у какого-нибудь препятствия

Следующая стадия процесса состоит в том, что трещина, пройдя первый барьер в виде границы зерна, проникает в следующее зерно. Эффективная поверхностная энергия для последующих стадий будет уже  $\gamma_2 > \gamma_1$ . В современных теориях используют уравнения типа, предложенного Гриффитсом, полагая, что критическое напряжение разрушения определяется

$$\sigma_{кр} \simeq \left( \frac{E\gamma}{L} \right)^{0,5},$$

где  $E$  — модуль упругости,  $L$  — характерная длина, например, длина трещины.

Поведение трещины хрупкого излома при комнатных температурах определяется ее выходом за пределы первой границы зерна. Дальше при условии  $\gamma_2 > \gamma_1$  и т. д. напряжение в конце трещины будет повышаться, и трещина будет распространяться в глубину тела. При низких температурах инициирующим процессом образования трещины является двойникование [1].

Наблюдение роста трещин и образования дислокаций при этом описаны во многих работах.

При выдавливании иглы в кристаллах NaCl возле лунки, образованной на плоскостях {100}, {110} или {111}, наблюдается возникновение трех типов трещин [30]: перпендикулярные исследуемой плоскости и параллельные плоскостям {100} и {110}; наклоненные к исследуемой поверхности, параллельные плоскостям {100} и возникающие только на {110}; и горизонтальные сколы, параллельные исследуемой поверхности. В результате анализа числа и размеров трещин в зависимости от нагрузки установлено, что в одинаковых опытах уменьшение числа трещин сопровождается возрастанием их длины. Число трещин в направлениях  $\langle 110 \rangle$  по плоскостям {100} и {110} и {111} значительно больше числа трещин в направлении  $\langle 100 \rangle$ . На гранях куба легче образуются трещины, идущие по направлениям {110}, а на плоскостях {100} легче по  $\langle 100 \rangle$ .

Самой прочной гранью при хрупком разрушении оказывается плоскость {111}. Отрыв друг от друга двух соседних плоскостей {111}, несущих заряды разных знаков, требует затраты большой энергии [31].

Вокруг лунок образовывались звездообразные фигуры двулучепреломления, которые имели двойную симметрию на гранях {110}, четверную или восьмерную при надавливании острием на грань {100} и тройную при установке индентора на гранях {111}. Такая симметрия фигур являлась следствием неоднородности распространения деформации и скольжения по граням {100} и {100}.

При распространении и слиянии трещин в ионных кристаллах наблюдается возникновение дислокаций [32].

На рис. 1 просветленные области К в поляризованном свете показывают распределение напряжений у трещины, распространяющейся в кристалле [32].

С увеличением нагрузки факелы на концах просветленных лучей становятся ярче, что указывает на повышение напряжений. При повышении нагрузки, после достижения какой-то величины напряжения, трещина скачком продвигается вперед. Часть напряжения на концах снимается, факелы тускнеют. На новом конце трещины вновь появляются факелы. Таким образом, при равномерном нагружении образца происходит скачкообразное распространение трещины. Каждый раз у конца трещины образуются крестообразные области локальных напряжений, которые растут при увеличении нагрузки.

Областям остановки трещины и высоких напряжений соответствуют области локальных концентраций дислокаций, располагающихся в плоскостях скольжения.

В ионных кристаллах, стекле трещины разрушения могут залечиваться самопроизвольно. В таком случае полностью восстанавливаются прозрачность стекла или кристалла, оптический контакт и прозрачность кристаллической грани [33, 34].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ч. С. Баррет. Хрупкое разрушение. Сб. «Атомный механизм разрушения». Москва, 1963, стр. 9.
2. Р. В. К. Хоникомб. Усталостное вязкое разрушение. Там же, стр. 18.
3. Н. Дж. Грант. Высокотемпературное разрушение. Там же, стр. 25.
4. J. Frenkel *Zs. f. Phys.*, **37**, 572 (1926).
5. Ф. П. Гарбер, И. А. Гиндин, УФН, **70**, 57 (1960).
6. W. Class, E. S. Machlin, Murray G. T. J. Metal v. 9, 583 (1959).
7. В. И. Сарран. УФН **67**, 339 (1959).
8. А. Х. Коттрелл. Теоретические аспекты процесса разрушения.
- Сб. «Атомный механизм разрушения, ИЛ, Москва, 1963, стр. 30.
9. Griffith Phil. Trans. Roy. Soc. London, A221, 163, 1920—1921.
10. E. Oгawa n. Rep. on. progress in Phys., **49**, 185 (1948).
11. А. В. Степанов. ЖТФ, **5**, 349 (1935).
12. Я. И. Френкель. ЖТФ, **22**, 1957 (1952).
13. Я. М. Потак. Хрупкие разрушения стали и стальных деталей. М., Оборонгиз, 1955, стр. 79.
14. Б. С. Касаткин. Изв. АН СССР, ОТН, № 7, 75 (1955).
15. С. С. Шураков. ФММ, **2**, 66 (1956).
16. С. Цобкалло. Изв. АН СССР, ОТН, № 6, 844 (1951).
17. А. В. Степанов. Изв. АН СССР. Отд. мат. и естеств. наук, **7**, 194, 1937.
18. Н. Н. Давиденков, Т. Н. Чучман. Жаропрочные сплавы. т. 2, М., Изд. АН СССР, 1957.

19. А. Н. Орлов. ФММ, 8, в. 4, 481 (1959).
20. N. F. Mott, Proc. Roy. Soc., 220, 1 (1953).
21. J. C. Fisher. Acta Met., 3, 109 (1955).
22. R. Green. Phys. Rev., 102, 376 (1956).
23. Е. М. Лифшиц. ЖЭТФ, 29, в. 194 (1955).
24. Б. В. Дерягин. Природа, 4, 17 (1962).
25. В. Л. Инденбом, А. Н. Орлов. УФН.
26. Н. Дж. Петч. Переход из вязкого состояния в хрупкое в  $\alpha$ -железе Сб., «Атомный механизм разрушения», Г НТИЛ по черной и цветной металлургии. Москва, 1963, стр. 69.
27. A. H. Cottrell. Trans AJME, 212, 192, 1958.
28. N. J. Retch. Phil. Mag., 3, 1089, 1953.
29. A. N. Stroh. Advan. Phys., 6, 418 (1957).
30. А. А. Воробьев. Тр. СФТИ, 6, 37 (1942).
31. Г. В. Шубин. Изв. вуз. «Физика», 1, 98 (1961).
32. М. П. Шаскольская, Ван-Янь-Вань и Гу Шу-Чжао. Кристаллография, 6, 605 (1961).
33. А. Ф. Вальтер, и др. Физика диэлектриков. Г ПТИ, 1932, М.—Л.
34. И. В. Обреимов, Е. С. Трехов. ЖЭТФ, 32, в. 2, 185 (1957).

### § 3. ОБРАЗОВАНИЕ ТРЕЩИН ИЗЛОМА ТЕЛА

Теоретически рассчитанное напряжение, необходимое для разрушения совершенного кристалла по плоскости скола, составляет около  $E/\pi$ , где  $E$  — модуль упругости в направлении, перпендикулярном плоскости скола [1]. Практически измеряемая величина прочности достигает значения только  $E/10^5$ . Одной из причин низкой измеряемой прочности являются поверхностные дефекты образцов. В тех случаях, когда поверхность образца подготовлена по определенным нормам, и поверхностные дефекты исключены, разрушение связывается с пластической деформацией, в результате которой возникают внутренние напряжения, стимулирующие разрушение. Вблизи излома материал пластически деформирован в результате больших напряжений, предшествующих излому.

Значительно ослабляют поверхностные эффекты физико-химические взаимодействия, сопровождающиеся образованием хрупкого поверхностного слоя, дающего начало трещинам, или уменьшающие поверхностную энергию. Растворение поврежденного поверхностного слоя повышает прочность материала, например, стекла, каменной соли [2—4].

Обычно рассматриваются две основные гипотезы возникновения и распространения трещины излома [2—4]. Наиболее распространенная гипотеза признает, что трещины зарождаются и распространяются при наличии локального напряжения, равного теоретической прочности. По гипотезе С. Т. Конобе-евского только наличие напряжения не достаточно для образования трещины и разрушения тела. Разрыв происходит при наличии силы, а сила возникает при наличии градиента напряжений. Таким образом, для разрушения тела необходим

градиент напряжений, и недостаточно только напряжения, равного критическому.

Достижение максимального локального напряжения при невысоких средних их значениях возможно, если имеются концентраторы напряжений, или при высоких внутренних напряжениях.

Концентраторами напряжений являются нарушения поверхности или неоднородности в объеме тела.

Высокие внутренние напряжения, повышающие свободную энергию тела, возникают при затвердевании, деформировании, термообработке или облучении тела.

В случае, если в теле не было микротрещин, процесс разрушения будет состоять из а) зарождения трещины, б) развития трещины [4]. В теории Гриффитса вопрос о зарождении трещины не рассмотрен. Предполагалось, что трещины образовались ранее. В ионных кристаллах пластическая деформация, по данным А. В. Степанова, может вызвать образование зародышевых трещин в месте пересечения двух полос скольжения. Такие же результаты были получены и на других кристаллах [2].

Распространенной является гипотеза, что в большинстве случаев очаги разрушения трещины возникают за счет высоких внутренних напряжений неоднородной пластической деформации, на что впервые обратил внимание А. В. Степанов [3]. Он показал, что разрыв каменной соли вызывается искажениями, возникающими при пластическом деформировании.

Атомное описание зарождения трещины на основе теории дислокаций детализирует общую идею А. В. Степанова [2, 3].

Сущность физических процессов зарождения трещины состоит в том, что скопления дислокаций создают высокие внутренние напряжения, вызывающие разрыв материала и образование зародышевой микротрещины.

По классификации [1] образование трещин может происходить: 1) у поверхности, разделяющей пластически деформированную от недеформированной области, или 2) при пересечении полос скольжения.

В атомной теории зарождения зародышевой трещины рассмотрены геометрические и силовые варианты, образование трещины, как это представлено на рис. 1 [4]. В первом варианте зарождение трещины происходит вследствие объединения цепочек вакансий, порожденных ступеньками на движущихся дислокациях. В результате возникает зародышевая трещина с тупой вершиной (рис. 1, а) [4]. В случае силового варианта образования зародышевой трещины она зарождается в участках с высокими внутренними напряжениями,

обусловленными скоплением дислокаций. Трещины имеют более узкие концы, чем в предыдущем случае (рис. 1, б).

Из рис. 1 следует, что трещины, образованные по геометрическому варианту (рис. 1, а), более устойчивы, чем силовые (рис. 1, б).

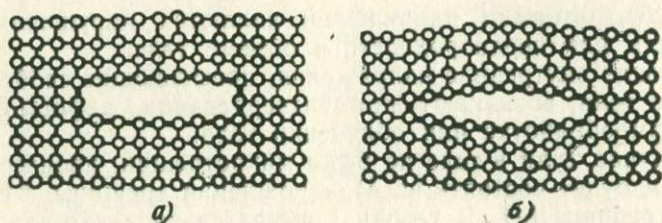


Рис. 1. Типы зародышевых трещин: а — геометрическая трещина, б — силовая трещина за вычетом упругих смещений (толщина силовой трещины; б — равна нулю, а геометрической трещины, а) отлична от нуля, по [4]

По дислокационной схеме возникновение силовой трещины разрушения происходит путем отрыва атомных плоскостей при высоких внутренних напряжениях вблизи скоплений дислокаций. Ниже рассмотрены также и геометрические варианты образования трещины, например, путем слияния цепочек вакансий, порожденных ступеньками на движущихся дислокациях.

Рассмотрены [6] условия существования минимума потенциальной энергии простой микроскопической модели упруго растянутого кристалла конечных размеров, состоящего из  $N$  атомов, взаимодействующих по закону:

$$V(l) = -a_1 l^{-\mu} + a_2 l^{-\nu},$$

где  $V$  — потенциальная энергия взаимодействия двух атомов, находящихся на расстоянии  $l$  друг от друга,  $a_1$ ,  $a_2$ ,  $\mu < \nu$  — постоянные.

Значение энергии упруго растянутого кристалла конечных размеров толщиной в  $N$ -атомных слоев с трещиной радиуса имеет минимум при некоторых параметрах модели, описывающих размер устойчивой трещины.

Найденные условия существования устойчивой трещины, оказывается, не могут быть выполнены в избранной модели, поэтому устойчивое существование трещины внутри упруго растянутого отдельного кристалла невозможно.

На рис. 2 [7] представлены схемы зарождения трещин в кристалле, вызванные образованием дислокационных скоплений: (а — макроскопическая краевая дислокация с векто-

ром Бюргера  $nb$ ,  $b$  — схема образования зародышевой трещины при заторможенном сдвиге по Зинеру-Мотту, рассматривающая краевые дислокации в общей плоскости скольжения, поджатых внешним касательным напряжением  $\tau_0$  к некоторому не прозрачному для дислокаций барьеру, например, границе зерна).

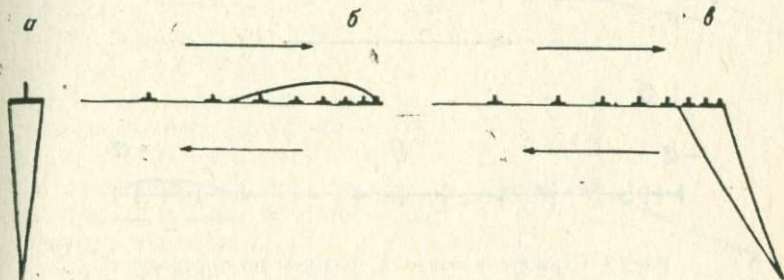


Рис. 2. Схемы зарождения трещин в решетке, вызванные образованием дислокационных скоплений по [7]

В. Н. Рожанский [8] и Гилман [9] установили, что в кристаллах с одной системой скольжения зародышевые трещины образуются не перед дислокационным скоплением, как это дается в схеме Зинера — Мотта (рис. 1, б), а в самой голове скопления (рис. 1, в). В этом случае конец линии скольжения, упираясь в препятствие, раскрывается в трещину (рис. 1, в). Этот экспериментальный факт не согласуется с дислокационными теориями прочности кристаллов с одной системой скольжения. По схеме Зинера — Мотта и в рамках линейной теории дислокации, согласно которой на плоскость скопления дислокаций не действуют силы, по этой причине раскалывание дислокационных скоплений, наблюдаемое на опыте, получается энергетически возможным, так как раскрытие трещины не сопровождается выделением упругой энергии.

Выход из этого противоречия был указан в работе В. Л. Инденбома [4], предложившего отказаться от ограничения теории рассмотрением единственной группы дислокаций в одной плоскости скольжения. Если учесть наличие дислокаций в других активных плоскостях скольжения, тогда поверхности скольжения уже нельзя будет считать плоскими. Объемное распределение дислокаций вызывает скривление кристаллографических плоскостей пропорциональное концентрации дислокаций. Поэтому плоскости скольжения

превращаются в изогнутые поверхности скольжения. Сдвиг по таким поверхностям приводит к появлению нормальных напряжений, действующих на поверхности скольжения, к отрыву скользящих поверхностей и возникновению трещины по активной поверхности скольжения (рис. 3) [7].

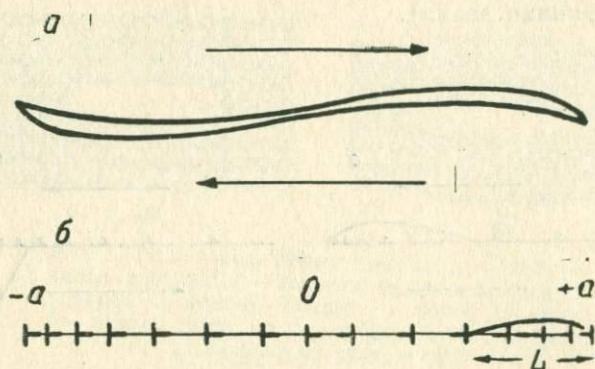


Рис. 3. Схемы образования трещины по плоскости скольжения у границы зерна: *a* — схема образования трещин в результате сдвига по искривленной плоскости скольжения, *б* — дислокационная схема, учитывающая нелинейность сдвига в искривленной решетке по [7]

Схематически процесс образования трещин по плоскости скольжения у границы зерна согласно дислокационной теории представлен на рис. 3 [7]. Предложенная В. Л. Инденбомом схема образования трещины энергетически возможна лишь в плоскости скольжения, ослабленной дефектами и снижением величины поповерхностной энергии до малого значения.

Так как в монокристаллах трудно представить наличие препятствий, около которых может накопиться много дислокаций, поэтому разрабатывается мысль о возможности образования высоких внутренних напряжений у концов разорванных внутренних дислокационных стенок. Такие разрывы могут образоваться при движении дислокационной стенки, встретившей некоторое препятствие, или при пересечении неподвижной стенкой линии скольжения [7].

На рис. 4 представлены схемы возникновения трещин в разрывах дислокационных стенок. Стенка разрывается и ее концы расходятся на некоторое расстояние друг от друга. Если мысленно замкнуть разорванную стенку рядом краевых дислокаций, как в стенке, то получится ступенчатая граница блоков, не вызывающая макроскопических напряжений. Следовательно, напряжения, создаваемые разорванной стенкой,

эквивалентны напряжениям, вызываемым коротким вертикальным рядом дислокаций, соединяющим разорванные концы стенки (рис. 4, в).

Микротрещины могут возникать вследствие появления высоких внутренних напряжений у концов разорванных дислокационных стенок. Это может происходить, например, при задержке части движущейся дислокационной стенки [10—11].

По данным [7], более вероятен процесс пересечения неподвижной стенки линией скольжения (рис. 5), что является предельным случаем скольжения по искривленным плоскостям.

Рассмотрена также возможность потери устойчивости дислокационной стенкой, предварительно отклоненной от равновесного положения после сдвиговой деформации кристалла.

По некоторым представлениям, высокие растягивающие усилия, необходимые для разрушения ненарушенной решетки, достигаются не за счет концентрации внешних напряжений на опасных дефектах в кристалле, а за счет неоднородной пластической деформации, приводящей к локальному накоплению дислокаций, вызывающих большие внутренние напряжения.

Предполагается, что на первых этапах развития зародышевой трещины работа по образованию новых поверхностей покрывается за счет запаса энергии внутренних упругих напряжений.

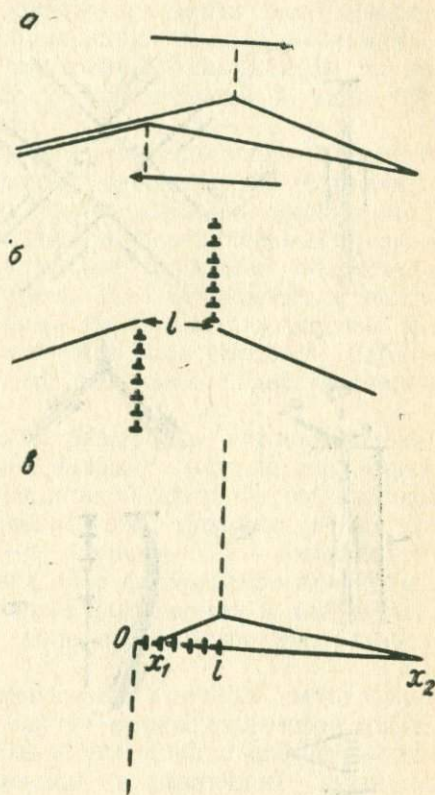


Рис. 4. Возникновение трещин в разрывах дислокационных стенок: а — схема образования трещины в результате сдвига через дислокационную стенку, б — схема расположения дислокаций при разрыве стенки, в — дислокационная схема, отвечающая такому же полю напряжений, как и в случае схемы б по [7]

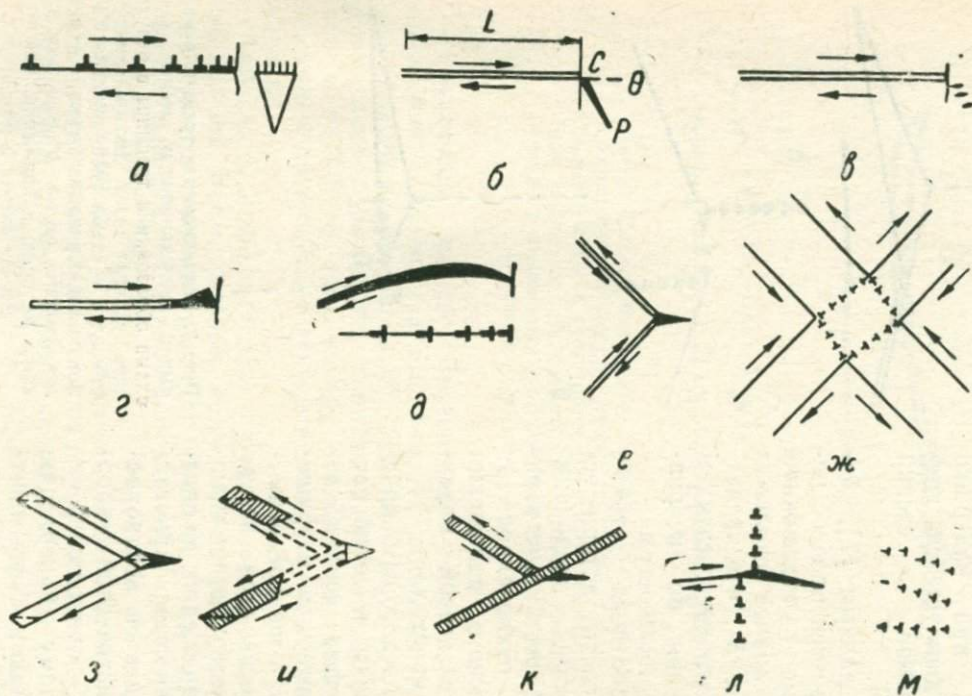


Рис. 5. Схемы возникновения зародышевых трещин в процессе пластической деформации по [18]

Когда трещина достигает критических размеров по отношению к внешним напряжениям, то энергия, идущая на образование новых поверхностей, покрывается за счет работы внешних нагрузок.

В. Л. Инденбом [7] предложил метод исследования энергетической выгодности образования прямолинейных трещин в неоднородном поле внутренних напряжений с помощью конфигурационной силы, действующей в устье трещины и вызывающей ее рост.

Величина силы, определяется из значения упругой энергии, выделяющейся при продвижении трещины на единичный отрезок. Приравнявая работу, произведенную конфигурационной силой, к удвоенной величине поверхностной энергии образовавшейся трещины, получают граничное энергетическое условие равновесия трещины. Для вычисления конфигурационной силы нет необходимости определять упругие напряжения в объеме тела, а можно подсчитывать работу, производимую в устье трещины, напряжение, действовавшие перед фронтом трещины.

Приложение этого метода к различным дислокационным моделям образования трещин излома показало его эффективность. Значение конфигурационной силы  $F$ , выраженной через радиус  $\rho$  упругой кривизны устья трещины, имеет вид  $F = \pi/8\rho \cdot A$ , где  $A = g/l - v$ , причем  $v$  — коэффициент Пуассона, а  $\varphi$  — модуль сдвига. Оно справедливо для прямолинейных трещин в плоском поле напряжений и для общего случая изогнутых трещин в поле произвольно распределенных напряжений.

В. Л. Инденбом [7], рассмотрев с помощью метода конфигурационных сил простые случаи макроскопической дислокации и дислокационного скольжения, сделал общие выводы о развитии зародышевой трещины в различных полях напряжений.

В том случае, когда напряжения распределены по закону  $\sigma \sim L$ , тогда при  $\alpha = 1/2$  конфигурационная сила не зависит от длины трещины  $\alpha$ , и ее развитие происходит беспрепятственно. При  $\alpha > 1/2$  конфигурационная сила спадает по мере роста трещины, которая достигает некоторой максимальной длины, зависящей от величины поверхностной энергии, и затем останавливается.

Когда  $\alpha < 1/2$ , конфигурационная сила увеличивается по мере прорастания трещины. Наиболее трудным этапом разрушения по этой теории является зарождение трещины. Возникновение трещины в кристаллах типа MgO обычно объясняется пересечением активных плоскостей скольжения. В. Л. Инденбом [7] предложил объяснение их зарождения

при пересечении горизонтальных и вертикальных рядов дислокаций.

Р. И. Гарбер, В. С. Коган, Л. М. Поляков высказали мысль, что возникновение зародышевой трещины возможно при коагуляции вакансий [12].

По [13] зародышевая трещина формируется на концах линий скольжения за нарушениями структуры, препятствующими распространению дислокаций. Способы образования зародышевых трещин при сдвигообразовании рассмотрены в исследованиях [14—15]. Способ образования зародышевой трещины при аннигиляции групп краевых дислокаций противоположных знаков, движущихся навстречу друг другу в близлежащих параллельных плоскостях скольжения, предложен в [16—17].

На рис. 5 представлены теоретически возможные схемы возникновения зародышевых трещин в процессе пластической деформации, вследствие возникновения локальных внутренних перенапряжений, появляющихся в результате неоднородности в распределении и движении дислокаций [18].

Большое число известных дислокационных схем образования зародышевой трещины [19, 4, 18] классифицируется в три группы: зарождение трещин от скопления дислокаций в одной или почти в одной плоскости; зарождение трещин на пересекающихся плоскостях скольжения или двойниках; зарождение в результате разрыва дислокационных стенок.

Зарождение трещины объясняется скоплением краевых дислокаций в плоскости скольжения перед каким-либо препятствием внутри зерна. Роль такого незавершенного сдвига описана в работе Зинера [21], Мотта [22]. По этим представлениям зародышевая трещина образуется путем слияния головных дислокаций в их скоплении, как это дано на рис. 5, а. В случае свободно скользящих  $n$  дислокаций с вектором Бюргерса  $b$  в плоскости ОР возникают нормальные напряжения [23—25]

$$\sigma = \tau \left( \frac{L}{r} \right)^{1/2} \cdot f(\theta) \quad \text{для } (r \ll L), \quad (2)$$

где  $\tau$  — касательные напряжения в плоскости скольжения,  
 $r$  — расстояние от головной части скопления,  
 $\theta$  — угол между плоскостями скольжения и ОР,  
 $L$  — длина скольжения, которая обычно задается при расчете. Значение  $L$  определяется условием:

$$L = \frac{n \cdot G \cdot b}{\pi (1 - \nu) \tau}, \quad (3)$$

$G$  — модуль сдвига,  
 $\nu$  — коэффициент Пуассона.

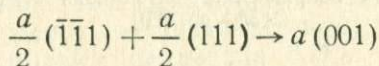
В изотропной среде  $f(\theta)$  имеет максимум при  $\theta = 70,5^\circ$ , поэтому трещина образуется, как показано на рис. 5, б [26].

В кристаллах, например, гексагональной структуры, плоскость скольжения совпадает с плоскостью скола; нормальные напряжения в плоскости скопления отсутствуют, поэтому рассмотренная схема не применима. В таких кристаллах трещина может образоваться либо в плоскостях, лежащих ниже плоскости скопления и уже подверженных действию нормальных напряжений (рис. 5, в), либо в самой плоскости скопления (рис. 5, г) за счет потери устойчивости в сжатой области или за счет ослабления связей в плоскости, содержащей дислокации [20].

По [7] такое раскалывание скоплений дислокаций скорее обусловлено сдвигом по изогнутым плоскостям скольжения (рис. 5, д), т. е. геометрической нелинейностью скольжения в искривленной решетке.

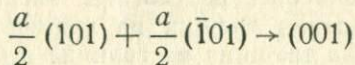
Рассмотренные схемы зарождения трещин применимы к условиям на границе зерен, представляющих большое сопротивление для перемещения дислокаций.

По этой причине рассмотрены гипотезы образования трещины, учитывающие кристаллографические особенности скольжения и разрушений. По Коттреллу [27], для объемно-центрированных кубических решеток трещина, например, в плоскости  $\{001\}$  может получиться за счет слияния скользящих дислокаций в пересекающихся плоскостях скольжения  $\{101\}$  и  $\{10\bar{1}\}$  (рис. 5, е), по реакции



с выигрышем упругой энергии.

Полагают [28], что подобная схема образования трещин присуща ионным кристаллам типа NaCl, в таком случае трещина на плоскости  $\{001\}$  образуется при пересечении плоскостей скольжения  $\{101\}$  и  $\{10\bar{1}\}$  по реакции:



без выигрыша упругой энергии.

По данным [29], трещина на пересечении полос скольжения зарождается по причине сбросообразования по схеме рис. 5, ж.

Применительно к решеткам кристаллов, склонных к двойникованию, предложены схемы возникновения трещины с учетом этой особенности [20]. На острие двойника концентрируются напряжения, и имеется незавершенный сдвиг.

Поэтому трещины могут возникать как путем торможения двойникового границей зерна или другим двойником (рис. 5, к), а также при встрече двойников (рис. 5, з).

Схемы образования трещин, представленные на рис. 5, являются силовыми. Трещина образуется путем отрыва плоскостей при возникновении высоких внутренних напряжений.

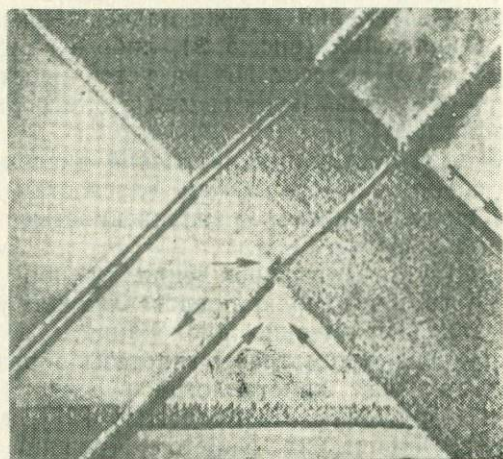


Рис. 6. Трещина в пересечении полос скольжения в кристалле MgO; сжатие в вертикальном направлении, деформация 2,5%  $\times 500$  по [20]

Скопление дислокаций обуславливает возникновение внутренних напряжений.

К геометрическому варианту образования трещины относится ее возникновение путем слияния цепочек вакансий, порожденных ступеньками на движущихся дислокациях [30—32].

В работе [32] описаны результаты экспериментального исследования зарождения трещин на границе в кристаллах MgO. На рис. 6 видна трещина на границе в пересечении полос скольжения в кристалле MgO: сжатие производилось в вертикальном направлении; относительная деформация составляла 2,5%, увеличение  $\times 500$ .

В зависимости от угла разориентировки  $\varphi$  при сжатии наблюдалось три случая.

1. Когда  $\varphi$  мало ( $< 5^\circ$ ), то заторможенный сдвиг порождает скольжение в соседнем зерне.

2. Если  $\varphi \simeq 5^\circ \div 10^\circ$ , то трещина возникает в соседнем зерне.

3. При большом  $\varphi \approx 10^\circ \div 20^\circ$  трещина зарождается на границе зерна.

При растяжении трещина появлялась в том же зерне, где происходил сдвиг.

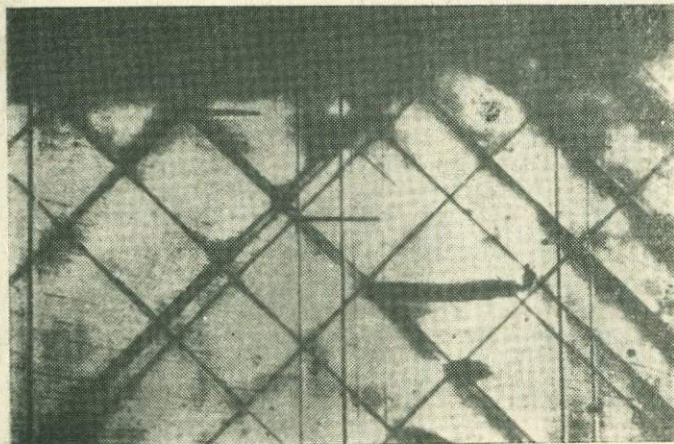


Рис. 7. Трещина на пересечении полос скольжения в облученном электронами кристалле. LiF; сжатие в горизонтальном направлении; деформация 0,7%×90 по [20]

На рис. 7 показана трещина на пересечении полос скольжения в кристалле LiF, облученном электронами [33—34]. Сжатие производилось в горизонтальном направлении, относительная деформация составляла 0,7%.

Образование трещины с разрывом дислокационных стенок [35].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Гилман. УФН, 83, в. 3, 455 (1963).
2. A. W. Stepanow. Nature, 140, 64 (1937).
3. A. W. Stepanow. Z. Phys., 92, 42 (1934).
4. В. Л. Инденбом, А. Н. Орлов. УФН, 76, в. 3, 557 (1962).
5. R. V. Green. Phys. Rev., 102, 376 (1956).
6. А. Н. Орлов. ФММ, 8, в. 4, 481 (1959).
7. В. Л. Инденбом. ФТТ, 3 в. 7, 207 (1961).
8. В. Н. Рожанский. ДАН СССР, 123, 648 (1958).
9. J. J. Yibman. Trans. AZME, 222, 783 (1958).
10. J. Friedel. Les Dislocations, Gauthier-villars. Paris. (1956).
11. A. N. Stroh. Phil. Mag., 3, 597 (1958).
12. Р. И. Гарбер, В. С. Коган, А. М. Поляков. ФММ, 4, 89 (1957).
13. N. F. Mott. Phil. Mag., 44, 742 (1953).
14. А. Н. Ельников. ЖЭТФ, 8, 604, (1938).

15. А. В. Степанов. Изв. АН СССР, сер. физ., 17, 271 (1953).
16. F. E. Fujita, Sci. Rep. Rev. Inst. Tohoku Univ, Ab, 565 (1954).
17. F. E. Fujita. J. Phys. Soc., 11, 1207 (1956).
18. М. В. Классен-Неклюдова, В. Н. Рожанский. Кристаллография, 7 в. 4, 499, (1962).
19. Ф. И. Гарбен, И. А. Гиндин. УФН, 70, 57, (1960).
20. Б. И. Смирнов, В. Д. Ярошевич. Сб. «Физ. природа хрупкого разрушения метал.». Киев, «Наукова думка» (1951).
21. C. Leness. Fracturing of Metals Amer. Soc. Metal., 1948.
22. N. E. Mott. J. Phys. Soc. Japan, 10, 650, 1955.
23. J. Eschelby, Frank F., Nabbarro F. Phil. Mag., 42, 351 (1951).
24. J. S. Koehler. Phys. Rev., 85, 480 (1952).
25. A. N. Stroh. Proc. Roy. Soc. A, 223, 404 (1954).
26. Н. Д. ж. Пенч. Успехи физики и мет., 2, 7 (1958).
27. A. H. Cottrell. Trans AIME, 212, 192 (1958).
28. Fracture of solids Metallurgical. Soc. Conferences (1963).
29. A. S. Aragon, E. Orowan. Nature 192, 447 (1961).
30. J. Fisher. Acta Mett., 3, 109 (1955).
31. R. B. Green. Phys. Rev., 102, 376 (1956).
32. T. I. Johnston, R. J. Stokes. Li CH. Phil. Mag., 7, 23 (1962).
33. J. J. Gilman, W. G. Johnston. Phil. Mag., 5, 237 (1960).
34. A. D. Whapham. Makin M. L. Phil. Mag., 5, 237 (1960).
35. В. Л. Инденбом. Физика щелочногалоидных кристаллов. Рига, Изд. ЛГУ, 1962.

#### § 4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ТРЕЩИНЫ ВЯЗКОГО ИЗЛОМА

Наличие дефектов в теле и на его поверхности, в том числе и трещин, является необходимым, но недостаточным условием его разрушения при напряжениях ниже теоретического предела прочности. Процесс разрушения тела начинается тогда, когда создаются условия для размножения дефектов, или роста зародышевой трещины, обусловливаемого разрывом межатомных связей в устье трещины под действием нормальной составляющей напряжений. Рост длины трещины сопровождается повышением среднего истинного напряжения  $\sigma^*$  в еще ненарушенной области тела. В случае сквозной трещины длиной  $l$  в образце прямоугольного сечения шириной  $L$

$$\sigma^* = \frac{\sigma_0}{1 - \frac{l}{L}}, \quad (1)$$

где  $\sigma_0$  — среднее в образце напряжение.

Образование и прорастание трещин вязкого излома в большинстве случаев обусловливается пластической деформацией, протекающей в кристаллических и аморфных телах вследствие движения дислокаций или вакансий. В этих случаях скорость роста трещины определяется процессом пластической деформации.

Если размножение дислокаций происходит легко, то их концентрация может быть высокой, удельная работа  $P$  пластической деформации велика. В таком случае распространение трещины вязкого разрушения протекает с затруднением. Процесс пластической деформации тела определяется условием напряженного состояния, поэтому распространения трещины при сжатии и растяжении будут различными.

При растяжении тела растут расстояния между атомами, и уменьшается потенциальная энергия, а при сжатии происходит увеличение потенциальной энергии взаимодействия атомов и поверхностной энергии, что изменяет условия прорастания трещины.

Растяжение способствует росту трещин, а сжатие препятствует их развитию. Облегчая течение материала или затрудняя пластическую деформацию, уменьшая значение поверхностного натяжения, смачивая тело поверхностно-активными веществами можно осуществить либо вязкое, либо хрупкое разрушение материала. В области вязкого разрушения скорость роста трещины  $V$  растет с увеличением значения истинных напряжений  $\sigma^*$  по условию

$$V = V_0 l^{\beta} \sigma^*,$$

где  $V_0$  и  $\beta$  — постоянные, зависящие от природы материала.

Повышение напряжения в плоскости скольжения сопровождается уменьшением энергии активации и времени релаксации. Все это сопровождается увеличением вероятности притока новых дислокаций в область их скопления и увеличением скорости роста трещин.

Повышение концентрации дислокаций сопровождается ростом нормальных напряжений.

Движение дислокаций может происходить при весьма малых напряжениях, поэтому для роста трещины не требуется воздействия нагрузки. Медленное прорастание трещины может происходить вследствие тепловых флуктуаций, обуславливающих преодоление энергетических барьеров. Возможно также прорастание трещины вследствие диффузии. Если дислокации или вакансии выходят на поверхность трещины вблизи ее вершины, то радиус у вершины трещины возрастает, увеличивается значение поверхностной энергии, что сопровождается замедлением скорости роста трещины.

Предельно большая скорость распространения трещин вязкого излома в кристалле определяется скоростью звуковых волн. Согласно [2] распространение трещины с предельной постоянной скоростью можно представить как движение двух поверхностных волн Релея вдоль полубесконечных тел. В кристаллах LiF предельная скорость распространения трещин по (100) равняется  $2 \cdot 10^5$  см/сек [3]. По те-

ории [4] поверхностных волн в кубических кристаллах получена величина скорости  $2,95 \cdot 10^5$  см/сек для волн, распространяющихся по грани куба (100), в кристаллах LiF. Это значение удовлетворительно согласуется с теоретическими и экспериментальными данными по измерению предельной скорости распространения трещин.

Если скорость распространения трещины мала, то это является результатом появления дислокаций у вершины трещины и неупругого процесса разрушения кристалла. Например, вследствие образования дислокаций у вершины наблюдалась скорость прорастания трещин в LiF, равная  $3 \cdot 10^3$  см/сек при комнатной температуре. Повышение температуры в некоторой области увеличивает вязкость кристаллов вследствие уменьшения предела текучести и возрастания подвижности дислокаций и изменяет скорость распространения трещины. Винтовые дислокации в кристалле влияют на распространение трещины. Вакансии и точечные дефекты, по-видимому, мало влияют на скорость распространения трещин в кристалле, так как образование ступеней скола сопровождается затратой энергии. Увеличение поверхностной энергии  $W_{\text{пов}}$  приводит к тому, что трещины распространяются медленнее, чем в ненарушенном кристалле при том же напряжении. При разрушении ионных кристаллов наблюдалось рождение дислокаций, сопровождающих процесс развития трещины, а также возникновение ступеней скола при пересечении трещиной винтовых дислокаций [5]. Оба эти явления сопровождаются возрастанием удельной энергии разрушения по сравнению с поверхностной энергией материала. Учет кинетической энергии раздвигаемых трещиной частей кристалла позволил объяснить зависимость скорости продвижения трещины от напряжения [6, 7].

Из наблюдений распространения трещины разрыва через кристалл возможно экспериментальное определение поверхностной энергии. Если не происходит пластической деформации, зарождения дислокаций, образования ступенек скола и проч., а происходит хрупкое разрушение, то трещина распространяется путем разрыва ионных связей перпендикулярно плоскости ее распространения. Энергия, необходимая для этого, определяет поверхностную энергию кристалла. Для роста трещин хрупкого разрушения важны не только запас энергии, но также и силы для разрыва связей, так как они вызывают напряжения, необходимые для образования дислокаций и пластической деформации [1]. Ионные кристаллы со структурой NaCl скалываются по (001), так как эти плоскости имеют наименьшую поверхностную энергию. При некоторых условиях наблюдаются скалывания по плоскости (110). Скола по (111) не происходит, так как эти плоскости,

имеющие электростатический заряд одного знака, притягиваются соседней плоскостью, несущей заряд противоположного знака, поэтому при отдалении их друг от друга требуется затрата большей энергии, чем по другим незаряженным плоскостям.

Распространение трещин через кристалл происходит со скоростью меньше предельной звуковой. В таком случае ее движение не является упругим, а определяется процессами образования дислокаций около ее вершины. Например, по данным [3], наименьшая скорость распространения трещины, ниже которой происходит зарождение дислокаций в кристаллах LiF, при комнатной температуре составляет  $6 \cdot 10^3$  см/сек. При скоростях ниже, чем  $3 \cdot 10^3$  см/сек, распространение трещин в кристаллах LiF происходит неустойчиво, измеряемые скорости изменяются в широких пределах. Каждый раз, когда определяются малые скорости трещин, наблюдается образование группы дислокаций, пластическая деформация и поглощение энергии. По этим данным можно составить критерии вязкого и хрупкого разрушения. Вязким является разрушение, когда трещина разрушения распространяется со скоростью меньше звуковой, а хрупким, когда эта скорость является предельной, определяемой скоростью звука. Скорость распространения трещины при полном отсутствии наблюдаемой пластической деформации измерена равной  $0,38 \div 0,5$  звуковой в данном теле.

Электронномикроскопическое исследование фольг из  $\alpha$ -железа на просвет показало, что перед прорастающей трещиной образуется и распространяется зона субмикротрещин. Вершина трещины, продвигаясь, сливается с ближайшей субмикротрещиной, и в то же время перед зоной субмикротрещин сближаются дислокации до предельных расстояний, образуя новые субмикротрещины.

Развитие трещин носит скачкообразный характер, так как сопротивление их движению резко меняется при переходе от участка с субмикротрещиной на участках больших концентраций дислокаций между микротрещинами [8].

В работе [8] сделан вывод, что механизм пластической деформации и разрушения развивается по схеме:

а) при некотором напряжении в материале возникают дислокации, перемещающиеся по плоскости скольжения;

б) задержка перемещения дислокаций у препятствий при продолжающейся их генерации приводит к нарастанию концентрации дислокаций в плоскостях скольжения;

в) возрастание напряжений вызывает повышение концентрации дислокаций до предельного значения, что приводит к образованию зародышевой микротрещины в местах перенапряжений;

г) дальнейший рост напряжения сопровождается развитием зародышей в микротрещину;

д) распространяющаяся трещина подобно клину создает у своей вершины локальную область очень высоких напряжений, под действием которых дислокации сближаются до предельных расстояний, в результате чего перед трещиной создается зона микротрещин. Существует предельная концентрация дислокаций в линиях скольжения, превышение которой сопровождается образованием зародышей микротрещин. Для плоскости  $(110)$  в  $\alpha$  железе она равна  $5 \cdot 10^6 \text{ см}^{-1}$ .

В опытах при падении шарика с разной высоты на грань куба кристалла NaCl наблюдались различные проявления пластической деформации, образования и распространения трещин [9]. Опыты производились в вакууме при температуре  $-130^\circ\text{C}$ . При малой энергии удара возникали только винтовые дислокации. С увеличением энергии удара помимо винтовых появлялись и краевые лучи дислокационной розетки и появлялись трещины, идущие в направлениях  $\{110\}$  и  $\{100\}$ , располагающиеся в тех же плоскостях  $\{100\}$  и  $\{100\}$ .

Образование трещин связывается с появлением закрепившихся дислокаций, препятствующих перемещению движущихся дислокаций. В результате накопления дислокаций около закрепившихся дислокаций их концентрация возрастает, что приводит к местному перенапряжению и растрескиванию вдоль плоскостей  $\{110\}$  и  $\{100\}$ .

Таким образом, при рассмотренном ударном нагружении кристаллов NaCl имеется типичная дислокационная картина образования и прорастания трещины вязкого излома по Коттреллу. Теория хрупкого разрушения решеток ОЦК, предложенная Коттреллом [10], исходит из предположения, что зародышевые трещины образуются в результате слияния дислокаций, движущихся в пересекающихся плоскостях скольжения семейства  $\{110\}$ . В таком случае образуется практически неподвижная краевая дислокация в одной из плоскостей  $(100)$  по реакции

$$\frac{a}{2} [\bar{1}\bar{1}\bar{1}] + \frac{a}{2} [111] = a [001].$$

Запас упругой энергии при этой реакции в ОЦК решетках понижается, и, следовательно, такие дислокации притягиваются. После слияния большого числа дислокаций в плоскости спайности образуется полостная дислокация с большим вектором Бюргерса, которая равносильна клинообразной зародышевой трещине, стремящейся расколоть кристалл вдоль плоскости  $(001)$ , как это дано на рис. 1 [11], где пред-

ставлена схема образования зародышевых микротрещин на пересечении плоскостей скольжения. Эта схема, несмотря на имеющиеся возражения, считается близкой к действительности [12].

В работе [11] при исследовании холодноломкости стали в условиях плоского напряженного состояния были обнаружены следы сдвиговых процессов, указывающих на то, что зарождение при низких температурах микротрещин по схеме Коттрелла возможно. Картина образования трещины на фотографии поверхности хрупкого излома образца стали марки Ст3 достаточно полно соответствует

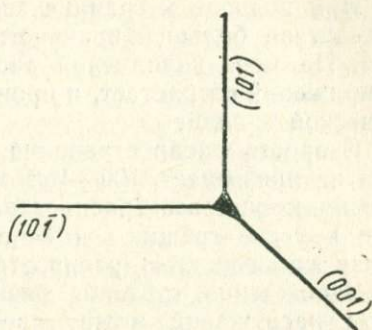


Рис. 1. Схема образования зародышевых микротрещин на пересечении плоскостей скольжения по [11]

схеме на рис. 1. Хрупкое разрушение зерна феррита произошло по плоскостям спайности (100). На фотографии наблюдались также и следы плоскостей скольжения, расположенные под теоретически ожидаемыми углами.

Предложено, по меньшей мере, семь дислокационных механизмов зарождения трещин и распространения вязкого или хрупкого разрушения [13].

В работе [14] описаны механизм и кинетика вязкого и хрупкого разрушения кремнистого железа и развития магистральных трещин с учетом условий нагружения надрезанных образцов. При статическом нагружении появляются цепочки дислокаций с начала одного направления, а затем другого под углом  $70^\circ$  к первому. Это соответствовало следам плоскостей системы (110) на поверхности образца. Точки пересечения двух линий скольжения образуют ствол, который в процессе нагружения удлиняется в глубину образца.

В результате возникновения и движения дислокаций в плоскостях скольжения (110) перед надрезом образуются скопления дислокаций. Головой скопления всегда является точка пересечения линий скольжения. Полированная поверхность образца в зоне ствола из пересекающихся линий скольжения заметно искривляется. Это связано с искривлением кристаллической решетки в голове скоплений дислокаций и соответствует местам наибольших напряжений. Искривление поверхности напряженного образца обнаруживается интерферометрическим исследованием.

Последующее разрушение происходит по направлению ствола, что подчеркивает тесную связь расположения дислокаций в вершине надреза с процессом разрушения образца.

При подходе к границе зерна рост трещины замедляется вследствие большей прочности приграничной зоны кристаллов. По мере накопления дислокаций вблизи границы поле напряжений возрастает, и происходит разрушение по кристаллической границе.

Скорость распространения трещин при вязком разрушении не превышает 100—150 м/сек и определяется исключительно процессами распространения пластической деформации в устье трещины и ее предполье и не имеет никакой связи со скоростью распространения упругих волн.

Зарождение трещины вязкого разрушения при статическом нагружении может происходить по дислокационному механизму Коттрелла, который заключается в следующем. При достаточно больших напряжениях в результате взаимодействия скопления дислокаций в местах пересечения плоскостей скольжения (110), составляющих основу ствола трещины, рождаются дислокации [100], ведущие из-за небольшой величины вектора Бюргерса к образованию субмикротрещины. Их размеры меньше критических, и они не могут вызвать хрупкого разрушения. Они медленно растут при увеличении напряжений. Если одна из микротрещин достигает критических размеров, то она начинает распространяться по магистрали в заранее подготовленном русле.

Замечено [15], что при растяжении в жидком азоте монокристаллы кремнистого железа также разрушаются по механизму вязкого разрушения, предложенного Коттреллом. Зарождение микротрещин в области пересечения активных плоскостей скольжения наблюдалось в малоуглеродистой стали [16] и некоторых полупроводниках [17].

Для распространения усталостных трещин в металлах, оказывается, существенную роль играет отношение напряжения  $\sigma_y$  к модулю упругости  $E$ , даваемое теоретической формулой [18].

$$\frac{1}{E} \sigma_y \sim \frac{1}{2} \ln \left( \frac{2f^2 c}{E^2 L} \right),$$

$f$  — приложенное напряжение,  
 $L$  — измеренная длина трещины,  
 $2c$  — длина трещины,  
 $\sigma_y$  — нормальное напряжение у вершины трещины.

В конце растущей трещины в кристаллах происходит перераспределение напряжений. В некоторых условиях наблюдается остановка и самопроизвольное или искусственное залечивание трещины. На месте залеченной трещины обра-

разуются закрепившиеся дислокации, обнаруживаемые по фигурам травления и повышенной прочности [19].

Во время испытания на усталость при кручении медных и латунных образцов трещины развиваются из полос сдвигов. Трещины прорастают в глубину, и образуются блоки [20]. При достижении большой деформации образец упрочняется так же, как это имеет место при статических испытаниях [21].

Усталость металлов рассматривают так же, как процесс осаждения вакансий на субмикроскопических трещинах [22].

В кристаллах MgO при сжатии до 3% наблюдалось образование трещин в области полос сброса под действием напряжений, создаваемых скоплением дислокаций, что соответствует схеме по Стро [2]. Трещины располагались в плоскостях скольжения (110), а не в обычных плоскостях спайности. Они развиваются в глубину объема по направлению (001), пересекая всю кристаллическую пластинку.

Под действием растягивающих усилий происходит катастрофическое развитие трещины, поэтому наблюдение кинетики роста трещины удобнее вести при сжимающих условиях.

Упрочненный пластической деформацией образец разрушается вследствие перенапряжений в местах скопления дислокаций, где зарождается трещина разрушения.

При малых деформациях образца упрочнение отсутствует. Причина разрушения в этом случае, вероятно, не связана с концентрацией напряжений или точечных дефектов, потому что после отжига зародыши разрушения, полученные путем знакопеременной нагрузки при кручении образца, не исчезают.

Возможно, что причиной образования зародышей разрушения является особенность сдвиговых деформаций при знакопеременном нагружении, в результате которой на поверхности образца возникает много ямок и бугорков. Наличие таких нарушений создает основу для распространения микротрещин. Таким образом, трещина при усталости, кроме общего механизма хрупкого излома, имеет и свои особенности, связанные со знакопеременным характером деформации.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Гилман. УФН, 80, 455, (1963).
2. A. N. Stroh. *Advanc. Phys.*, 6, 41 (1957).
3. J. J. Gilman. Knudsen C. waeshw. *J. Appl. Phys.*, 29, 601 (1958).
4. R. Stoueleу. *Proc. Roy. Soc.*, 232, 447 (1955).
5. J. G. Gilman. *Trans A. J. ME* 209, 449 (1957).
6. N. F. Mott. *Eug.*, 165, 16 (1948).
7. J. G. Gilman. *J. Appl. Phys.*, 27, 1262 (1956).
8. В. П. Северденко, Э. И. Тоцицкий, В. И. Елин. *ДАН СССР*, 158, в. 6, 1318 (1964).

9. Phys. Stat. Sol., 6, № 3, 803 (1964).
10. A. H. Cottrell. Trans. of Met. Soc., A. J. ME 212, 192 (1968).
11. Р. Г. Аренс. ФММ, 20, 138, 1965.
12. Ван Бюрен. Дефекты в кристаллах. М. Изд. ИЛ, 1962.
13. В. Л. Иденбом, А. Н. Орлов. УФН, 76, в. 3 (1962).
14. В. М. Финкель. Автореферат канд. диссертации, Томск, ТГУ.
15. R. Honda. Acta N, 9, 10 (1961).
16. J. W. Davies. Wells At. Nature, 190, 4 (1961).
17. M. S. Abranis, Enstrom L. Acta Met., 8, 9 (1961).
18. S. Reardon. «Nature», 211, 1077 (1966).
19. М. П. Шаскальская, Ван Янь-Вэнь, Гу Шу-Чжао. Кристаллография, 6, № 4, 605, (1962).
20. W. A. Wood. Phil. Mag., 3, № 31, 602 (1958).
21. А. А. Воробьев. Докторская диссертация, Томск, СФТИ, 1939.
22. В. С. Иванова. ДАН СССР, 127, № 1, 86, 1959.
23. R. J. Stakes, T. L. Johnston, C. H. Li. Phil. Mag., 3, № 31, 718 (1958).

## § 5. АТОМНЫЕ ТЕОРИИ ХРУПКОГО РАЗРУШЕНИЯ

В основе атомной (дислокационной) теории хрупкого разрушения металлов лежит гипотеза, что разрушение является следствием пластической деформации и образования зародышевых трещин [1].

Разрушение так же, как и пластичность, является гетерогенным процессом в том смысле, что, начавшись на данном участке, оно остается локализованным на этом участке. Вследствие локального характера процесса разрушения макроскопическое изучение дает весьма ограниченные сведения об его природе, о зарождении и распространении трещин разрушения [2].

Основной причиной образования и распространения микротрещин, приводящих к хрупкому разрушению, является препятствие движению дислокаций и затруднение пластической деформации, которая приводит к снижению перенапряжений.

Существенное различие между вязким и хрупким разрушением, вероятно, заключается в разных скоростях роста трещины. При вязком разрушении трещина прорастает со скоростью не выше 100—150 м/сек, что определяется скоростью перемещения дислокаций. При хрупком разрушении скорость роста трещины определяется процессами установления упругих напряжений и в пределе может достигать скорости звука.

При механизме хрупкого разрушения следует учитывать различие в роли краевых и винтовых дислокаций. Известно, что подвижность краевых и винтовых дислокаций по-разному меняется с температурой и скоростью деформации. Поэтому возможно, что переход от вязкого излома к хрупкому при

изменении температуры или скорости нагружения связан с указанным выше изменением подвижности краевых и винтовых дислокаций [3].

Разрушение бездефектной структуры может проходить следующие этапы:

- 1) Образование точечных статистически распределенных дефектов;
- 2) Накопление дефектов и образование нарушений;
- 3) Переход некоторых нарушений в неустойчивое состояние. Начало спонтанного прорастания одного из них и развитие наиболее опасного микронарушения в саморазвивающуюся трещину хрупкого разрушения. Этот процесс получил объяснение в атомной (дислокационной) теории.

Некоторые аспекты взаимодействия дислокаций с препятствиями их движению в реальных кристаллах и суть деформационного упрочнения рассмотрены [4]. Изучались препятствия, представляющие собой комбинацию примесных центров со ступеньками на дислокациях, возникающих при столкновении дислокации с такими центрами. Перемещаясь в плоскости скольжения, каждая дислокация превращает некоторую часть преодолимых препятствий в непреодолимые. Последовательный перевод преодолимых препятствий в непреодолимые представляет собой сущность упрочнения тела при пластической деформации. Вблизи поверхности тела вероятность процесса перевода преодолимых дислокаций в непреодолимые больше, чем в глубине тела. Этим объясняется наклеп поверхности при деформационном упрочнении.

По теории [5] нарастание напряжений сдвига внутри полосы скольжения приводит к появлению перед острием полосы скольжения напряжения, величина которого пропорциональна  $\sqrt{\frac{L}{r}}$ , где  $L$  — длина полосы скольжения, а  $r$  — радиус кривизны ее острия.

После остановки полосы скольжения около препятствия, например, у границ зерна, происходит дальнейшее нарастание напряжений внутри полосы скольжения, поэтому напряжение перед острием продолжает увеличиваться и достигает величины теоретической прочности материала, что и приведет к образованию трещины. После образования трещины дальнейший рост напряжения вызывает ее удлинение.

Остановка полосы скольжения перед препятствием эквивалентна образованию скопления дислокаций, концентрация которых растет при приближении к препятствию, что наблюдалось экспериментально [6, 7].

Процесс хрупкого разрушения описывают с помощью дислокационной теории. В. Л. Инденбом [9] вычисляет поля напряжений и перемещение дислокаций, расположенных около устья трещины, длина которой  $L = X_2 - X_1$ .

Предполагая, что трещина развивается под действием конфигурационной силы, действующей около устья трещины, за счет запаса упругой энергии он получил условие равновесия трещины в виде:

$$\bar{\sigma} = \sqrt{\frac{8AC}{\pi L}},$$

где  $\sigma$  — среднее значение нормального напряжения до образования трещины на отрезке  $L = X_2 - X_1$ ,  $C$  — поверхностная энергия,  $A$  — коэффициент в выражении для распределения напряжения, равный  $A = \frac{L}{1 - \mu}$  для краевых и  $A = \varphi$  для винтовых дислокаций.

Действие растягивающих усилий приводит к увеличению расстояний между атомами в устье трещины и изменению силы взаимодействия между ними. С увеличением расстояния между атомными плоскостями сила притяжения между ними стремится к нулю. Происходит разрыв связей между атомами, и трещина удлиняется на одно межатомное расстояние. Затем происходит повторение этого явления. Такое разрушение и называют хрупким.

При хрупком разрушении, например, монокристаллов цинка, разрыв образца происходит по плоскости базиса — плоскости спайности. С ростом угла между осью образца и плоскостью спайности достигаемые при разрыве значения нормальных и плоскости базиса напряжений  $\sigma$  резко возрастают, а соответствующие им касательные (скальвающие) напряжения  $\tau$  падают.

В процессе разрушения кристалла роль составляющих напряжения  $\sigma$  и  $\tau$  оказывается различной.

Неоднородности сдвига образования, обусловленные дислокационной природой скольжения, ведут к формированию незавершенных, т. е. нераспространившихся на все сечение кристалла локальных сдвигов в виде дислокационных скольжений в одной или нескольких близкорасположенных плоскостях скольжения. Концентрация напряжений в районе таких незавершенных сдвигов может служить причиной возникновения равновесных зародышевых микротрещин, величина которых определяется приложенным скальвающим напряжением. В свою очередь, максимальная величина микротрещин определяет то критическое значение нормального к плоскости спайности напряжения, при котором трещина становится неравновесной, и происходит разрыв кристалла.

Из дислокационной теории пластической деформации следует, что соотношение между нормальным  $\sigma$  и скалывающими  $\tau$  напряжениями при изотермическом хрупком разрушении имеет гиперболический характер, т. е.

$$\sigma \cdot \tau = \kappa^2 = \kappa \frac{G \cdot \gamma}{Z}, \quad (1)$$

где  $G$  — модель сдвига,  $\gamma$  — удельная свободная поверхностная энергия и  $\kappa = 1$  — безразмерный коэффициент.

В случае, когда тело обладает внутренними напряжениями, то работа по образованию новых поверхностей производится за счет упругой энергии, выделяющейся при его разрушении из поля внутренних упругих напряжений.

Анизотропия распределения внутренних напряжений может влиять на анизотропию прочности образца. Направленное разрушение в материале с первоначально изотропными характеристиками может быть осуществлено при таком специальном распределении напряжений, при котором упругая энергия, сопоставимая по порядку величины с поверхностной энергией  $\gamma$ -материала, выделяется лишь при раскалывании по заданному направлению [9].

Рассмотрена известная методика термической резки стеклянных труб, на поверхность которой наносится царапина, и создается местная концентрация изгибающих напряжений. Оптические исследования показывают, что оптимальные условия разрушения достигаются на узком участке цилиндра, на котором образовалась вроде бы плоскость спайности.

Если создавать зародышевую трещину вне максимума изгибающего момента, то в процессе роста трещина отклоняется в сторону максимума. Приравнивая величину упругой энергии, освобождающейся при разрушении образца, работе, необходимой для образования новой поверхности раздела, получают величину критического изгибающего напряжения в виде

$$\sigma_{кр} = \sqrt{6\gamma E (1 - \nu^2)} / l, \quad (2)$$

где  $E$  — модуль Юнга,

$\nu$  — коэффициент Пуассона,

$l$  — характеристическая длина трубы, пропорциональная среднему геометрическому из его произведения диаметра и толщины стенок.

Практически измеряемые напряжения почти в два раза превышали расчетные.

В работах [10—14] развита дислокационная теория хрупкого разрушения металлов по Зинеру. Вычислены положения дислокаций и скопления их вблизи препятствий и

возникающих при этом скалывающих напряжений, величина нормальных напряжений.

Петч разработал теорию зависимости между размером зерна и хрупкой прочностью.

В работах было показано, что растягивающие напряжения в результате их концентрации перед скоплением дислокаций могут достигать значений теоретической прочности и, следовательно, вызывать образование зародышевых трещин, способных в конечном итоге привести к хрупкому разрушению тела.

Выводы из этой схемы и объяснение хрупкого разрушения находятся в удовлетворительном совпадении экспериментально установленной зависимости предела прочности от величины зерна железа.

Остаточная деформация в кристалле обусловлена движущимися через кристалл дислокациями по плоскостям скольжения.

Дислокации испытывают сопротивление движению, обусловленное периодическим расположением атомов в соседних атомных плоскостях. Сопротивление движению дислокаций, в ненарушенной решетке характеризуется силами Пайерлса, взаимодействием дислокации с дефектами и другими дислокациями обуславливает сопротивление движению дислокаций в дефектной решетке. Сопротивление движению дислокации в решетке приводит к затуханию пластической деформации и упрочнению материала.

Энергетически уменьшение скорости пластической деформации и упрочнение материала можно описать, рассматривая увеличение энергии активации процесса перемещения дислокаций в плоскостях скольжения.

Дислокации могут перемещаться и перпендикулярно плоскости скольжения вследствие диффузионного движения точечных дефектов из одной плоскости в соседнюю. Такое движение дислокации называют переползанием дислокаций, оно также сопровождается пластической деформацией. При переползании дислокаций происходит изменение длины атомных полуплоскостей.

Механизм образования трещины хрупкого разрушения по Стро [15, 16] предполагает наличие эффективных ловушек для движущихся дислокаций. Зарождение трещин в кристаллической структуре может произойти при торможении перемещения дислокаций в плоскости скольжения, например, на границе зерен двойников и т. д., как это показано на рис. 1 и описано выше в (2), заторможенная дислокация вызывает появление в плоскости скольжения касательных напряжений. По [13] скольжение из  $n$  дислокаций располо-

жится на длине  $L = \frac{nGb}{\pi \cdot \tau \cdot \kappa}$  (3), где  $G$  — модуль сдвига,  $b$  —

вектор Бюргера, величина коэффициента  $\kappa = 1$  для винтовых и  $\kappa = 1 - \mu$  для краевых дислокаций, где  $\mu$  — коэффициент Пуассона. Дислокации выстраиваются у ловушки на некотором расстоянии одна от другой. Позднее приходящие дислокации тормозятся в поле остановившихся дислокаций и располагаются дальше от ловушки, чем пришедшие ранее. На расстоянии  $r$  от вершины скопления дислокаций у первой ловушки в плоскости  $OP$  возникает нормальное напряжение  $\sigma$ .

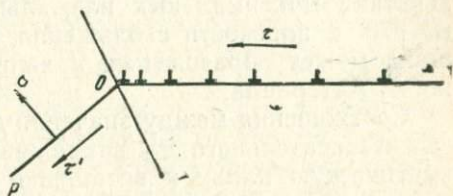


Рис. 1. Схема скопления дислокаций по [1]

Скопление дислокаций вызывает возникновение напряжений и давление на преграду.

По Стро [15—16] компоненты тензора нормальных напряжений определяются выражениями:

$$\begin{aligned} \sigma_x &\approx \sqrt{\frac{L}{r}} \tau \cdot \sin \frac{\theta}{2} \left( 2 + \cos \frac{\theta}{2} \cos \frac{3\theta}{2} \right), \\ \sigma_y &\approx - \sqrt{\frac{L}{r}} \tau \cdot \sin \frac{\theta}{2} \cos \frac{\theta}{2} \cdot \cos \frac{3\theta}{2}, \\ \sigma_{xy} &\approx \sqrt{\frac{L}{r}} \tau \cdot \cos \frac{\theta}{2} \left( 1 - \sin \frac{\theta}{2} \sin \frac{3\theta}{2} \right), \end{aligned} \quad (4)$$

где  $r$  — расстояние от произвольной точки в теле до начала скопления дислокаций,  $\theta$  — угол между радиусом — вектором этой точки и плоскостью скольжения,  $\tau$  — касательные напряжения в плоскости скольжения.

Значения нормального напряжения  $\sigma_n$ , действующего на плоскость, проходящую через начало скопления дислокаций под углом  $\theta$  к плоскости скольжения, определяются из уравнений [4] для составляющих тензора напряжений:

$$\sigma_n \approx \frac{3}{2} \sqrt{\frac{L}{r}} \cdot \tau \cdot \sin \theta \cos \frac{\theta}{2} \dots \quad (5)$$

Для случая плоского напряженного состояния имеем  $\text{Cos}(x, n) = \text{Sin} \theta$  и  $\text{Cos}(y, n) = \text{Cos} \theta$ . Из (5) следует, что нормальные напряжения  $\sigma$ , возникающие при торможении дислокаций, растут с длиной  $L$  скопления дислокаций и значения внешнего касательного напряжения  $\tau$  в плоскости

скольжения, достигая максимума у препятствия при малых значениях  $r$ . Выражение (5) имеет максимальное значение при  $\theta = 70^\circ$ .

При этом 
$$\sigma_{\max} = \frac{2}{\sqrt{3}} \tau \sqrt{\frac{L}{r}}. \quad (6)$$

В изотропной среде трещины образуются в направлении действия максимальных нормальных напряжений под углом  $\theta = 70^\circ$  к плоскости скольжения. В анизотропной среде трещина может образоваться в направлении наименьшей прочности материала.

Соотношения между значениями критических нормального  $\sigma_{кр}$  и касательного  $\tau_{кр}$  напряжений для трещины, имеющей критическую длину и возникшей при скоплении дислокаций и хрупком разрушении, имеют вид:

$$\sigma_{кр} \cdot \tau_{кр} = \sqrt{\frac{4}{\pi\beta}} \frac{E \cdot c}{L}; \quad (7)$$

$$\sigma_{кр} \cdot \tau_{кр} = \sqrt{\frac{4}{\pi\beta(1-\mu^2)}} \frac{Ec}{L}. \quad (8)$$

Напряжения  $\sigma_{кр}$  и  $\tau_{кр}$  действуют в разных плоскостях.

Значение напряжения  $\tau_{кр}$  определяет длину  $L$  при скоплении  $n$  дислокаций. Пользуясь этими выражениями, получают зависимость между значением нормального напряжения  $\sigma$ , при котором возникает хрупкое разрушение, и числом  $n$ , скопившихся у препятствий дислокаций, когда длина образованной трещины соответствует критерию Гриффитса. Эти зависимости для плоского напряженного и плоского деформированного состояний имеют вид:

$$\sigma = 4 \sqrt{\frac{\pi}{\beta}} \kappa (1 + \mu) \frac{c}{n \cdot b}; \quad (9)$$

$$\sigma = 4 \sqrt{\frac{\pi}{\beta(1-\mu^2)}} \kappa (1 + \mu) \frac{c}{nb},$$

где  $\beta = 1$  безразмерный коэффициент.

В атомной теории образования начальной трещины разрушения рассматриваются различные случаи торможения движения и скопления дислокаций в реальных, нарушенных структурах. В полукристаллических телах дислокации могут скопиться у границ зерен; зарождение трещины произойдет у границы зерна. Она будет распространяться в глубину зерна до противоположной границы. В таком случае длина, занимаемая скоплением дислокаций  $L$ , будет равна размеру зерна. Отсюда следует, что согласно формуле (6) прочность

материала, измеряемая значением  $\sigma_{\text{макс}}$  [6] предела прочности при хрупком разрушении, будет приблизительно пропорциональна корню квадратному из размера зерна  $L$  (длины линии скольжения). Этот вывод теории получил удовлетворительное экспериментальное подтверждение.

Образование скоплений краевых дислокаций сопровождается искривлением атомных плоскостей, параллельных плоскости скольжения, что сопровождается образованием полости с большим вектором Бюргерса, которая может явиться зародышевой с трещиной.

Рассматриваемый случай может иметь место в сложных структурах при скольжении по плоскости спайности. Движение дислокаций по изогнутым плоскостям скольжения сопровождается появлением нормальных напряжений, отрыванию плоскостей друг от друга и возникновению трещин.

Полная энергия образования трещины определяется уменьшением упругой энергии на  $\pi(1-\mu)\sigma^2c^2/8G^2$  и возрастанием поверхностной энергии полости трещины  $2\gamma$  и равна

$$W = -\frac{\pi(1-\nu)\sigma^2c^2}{8G^2} + 2c\gamma. \quad (10)$$

Подставляя значение  $\sigma$ , получаем, что образование трещины приводит к уменьшению свободной энергии системы, если

$$\tau^2 = \frac{16\gamma G}{\pi(1-\mu)\alpha^2\sigma} \quad (11)$$

или

$$\tau^2 = \frac{3\pi\gamma G}{8(1-\mu)L}. \quad (12)$$

Уравнения [11] и [12] определяют условия образования и роста трещины до длины, сравнимой с длиной полосы скольжения. После достижения трещиной длины трещины по Гриффитсу, определяемой условием

$$\sigma = \sqrt{\frac{2E\gamma}{\pi c}}, \quad (13)$$

дальнейший ее рост становится возможным за счет одного нормального напряжения  $\sigma$ .

Хрупкое разрушение связано с нормальными напряжениями, возникающими в зерне вследствие действия на него скопления дислокаций в смежном зерне. Скольжение связано с возникающими в зерне под действием того же скопления дислокаций касательными напряжениями  $\tau$ .

В исследовании [17] показано, что монокристаллы CsI при испытании на растяжение имеют сильную анизотропию

механических свойств. Наиболее вероятной дислокационной моделью разрушения монокристаллов CsI является модель Стро. Примесь брома существенно повышает механическую прочность кристаллов CsI.

Подставляя значение  $L$  в (12) при условии, что  $b = a_0$ , получим

$$n\tau a_0 = \frac{3}{8} \pi^2 \gamma.$$

Например, если разрушение железа начинается при напряжении растяжения  $32 \text{ кГ/мм}^2$ , т. е. при напряжении сдвига  $16 \text{ кГ/мм}^2$  ( $1,6 \cdot 10^9 \text{ дин/см}^2$ ), то при  $a_0 = 2 \cdot 10^{-8} \text{ см}$  и  $\gamma = 10^3 \text{ эрг/см}^2$  из (9) получим  $n \approx 100$ . Такое число дислокаций создает на свободной поверхности ступеньку около  $200 \text{ \AA}$ . При оценке высоты ступеньки, образованной полосой скольжения в железе, получают величину около  $800 \text{ \AA}$ . Из этого делается вывод, что в железе возможно скопление дислокаций, необходимое для образования зародышевой трещины.

Относительная пластическая деформация, предшествующая хрупкому излому, очень велика и может быть оценена следующим образом. Если в зерне диаметром  $d$  имеется одна линия скольжения, то пластический сдвиг в нем составит  $na_0/d$ . Так как длина полосы скольжения  $L \approx d$ , то из уравнения (9) получаем порядок пластической деформации  $na_0/L \approx r/G$ . Порядок этой величины такой же, как и для упругой деформации.

Экспериментально наблюдалось, что величина пластической деформации, предшествующей хрупкому разрушению, значительно выше теоретически вычисленной величины [18].

На рис. 2 [1] приведена зависимость напряжения разрушения от размеров зерна.

Согласно теории Петча [10] при наличии скоплений, содержащих более 50 дислокаций, найдена зависимость прочности от величины зерна. В работе [20] рассмотрен вопрос о справедливости формулы Петча для плоских дислокационных скоплений при очень малой их длине, меньшей, чем  $100 \text{ \AA}$ . Численные расчеты привели к заключению, что основные соотношения теории скоплений применимы и в случае малого числа дислокаций. Теоретически рассмотрены случаи скопления у препятствия дислокаций одного знака с одной стороны границы. Рассмотрен также случай двухстороннего скопления дислокаций, состоящего из дислокаций противоположного знака, сосредоточенных на противоположных концах линии скольжения. При двухстороннем скоплении с малой длиной линии скольжения  $h$ , т. е. при малых размерах зерна, наклон кривой  $\sigma - L^{-1/2}$  вдвое больше, чем

в случае одинарного скопления. Для малых дислокационных скоплений остались справедливыми приближенные геометрические оценки, что расстояние между первой дислокацией в скоплениях и препятствием должно быть около 10 эв для начала скольжения и порядка  $b$  для разрушения.

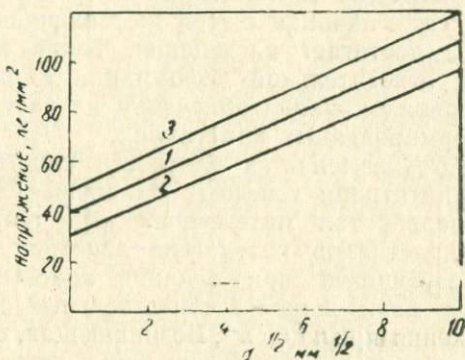


Рис. 2. Зависимость напряжения разрушения от размера зерна мягкой стали: 1 — испытание при  $-196^\circ$  (хрупкое разрушение), 2 — испытание при  $18^\circ$  (вязкое разрушение), 3 — испытание при  $-115^\circ$  (хрупкое разрушение)

На рис. 2 результаты получены для следующих случаев: 1 — испытание при  $-196^\circ\text{C}$  (хрупкое разрушение), 2 — испытание при  $18^\circ\text{C}$  (вязкое разрушение), 3 — при  $115^\circ\text{C}$  (хрупкое разрушение) [21]. Как видно из рис. 2, максимальное напряжение при вязком и хрупком разрушении железа находится в линейной зависимости от величины  $d^{-1}$ , где  $d$  — диаметр зерна. Наличие линий для случаев вязкого и хрупкого изломов одинаково. Это свидетельствует о том, что механизмы образования и накопления дислокаций на границах зерен одинаковы для случаев вязкого и хрупкого изломов.

Критическое скалывающее напряжение, определяемое из уравнения (13), не будет достигнуто, если имеются стоки для дислокаций, и течение пластической деформации не будет снимать напряжения.

Пластическая деформация связана со спонтанным образованием и последующим перемещением дислокаций. Она прекращается, если становится невозможным образование и перемещение дислокаций. Блокировка источников дислокаций и прекращение их генерации может происходить в результате сегрегации примесей на дислокациях в металлах с объемноцентрированной кубической решеткой или вследст-

вие недостатка плоскостей скольжения, например, в металлах с гексагональной решеткой.

Во время деформации кристаллов NaCl концентрация дислокаций линейно возрастает, начиная со значения относительной деформации  $\epsilon > 0,04\%$ . Внутреннее трение, вычисленное по измерению поглощения ультразвука, также начинает возрастать, начиная с этой же величины  $\epsilon > 0,04\%$  и при  $\epsilon = 4,5\%$  достигает насыщения. Такие же граничные значения для относительной деформации  $\epsilon$  были получены при исследованиях влияния облучения на затухание ультразвука в деформированных кристаллах.

При  $\epsilon = 4,5\%$  изменяется плотность кристаллов за счет изменения концентрации точечных вакансий [22].

Фудзита разработал математическую теорию хрупкого разрушения кристаллов вследствие действия зародышевых трещин, образующихся при слиянии краевых дислокаций разных знаков, движущихся в параллельных соседних плоскостях скольжения при  $n^+ \neq n^-$ . Возникающая, таким образом, тонкая полость может вырасти в трещину даже в том случае, когда размеры начальной полости малы и не обеспечивают динамической устойчивости полости. Концентрация напряжений около рассматриваемого образования мала и не дает напряжений необходимой величины для образования новых дислокаций. В этом случае рост полости происходит за счет притока новых дислокаций [26].

Предел прочности тела, по теории Гриффитса, растет с увеличением значения:

$$R = (2 E\gamma/\pi c)^{1/2}.$$

Снижение предела прочности и резкое снижение пластичности в присутствии адсорбированных веществ приписывают, по теории П. А. Ребиндера, уменьшению поверхностной энергии  $\gamma$  [1]. Поглощение поверхностью тела частиц среды приводит к ее разбуханию, увеличению объема тела, уменьшению величины  $\frac{\Delta l}{l}$  и, следовательно, и модуля Юнга. Эта гипотеза

получила качественное подтверждение при исследовании изменения величины  $R_{1m}$  и  $\Delta l/l$  для угля в атмосфере бензола [27].

Дислокации в двойниковых прослойках кальцита наблюдались многими авторами. При двойниковании кристаллов кальцита в двойниковой прослойке образуются петли дислокаций различных размеров, а также дефекты укладки [28].

Зародышевая микротрещина может возникнуть при пересечении плоскости скольжения винтовой дислокацией. В рассматриваемом случае образование зародышевой трещины не связано с торможением и скоплением дислокаций, по-

этому такой механизм может объяснить возникновение трещины в монокристалле.

В результате разрыва дислокационной стенки при пересечении ее линией скольжения или при потере этой стенкой упругой устойчивости в результате сдвига в кристалле также может возникнуть зародышевая микротрещина. В таком случае концы дислокационной стенки расходятся на некоторое расстояние друг от друга.

Трещины могут образоваться при слиянии нескольких дислокаций одного знака и образовании одной большой дислокации. Вектор Бюргерса большой дислокации равняется сумме векторов Бюргерса всех дислокаций, слившихся в единую. Возрастание вектора Бюргерса до большого значения означает превращение дислокации в трещину [9].

Рассмотрен [29] механизм образования и развития трещины в плоскости скольжения, который играет особенно большую роль в случае совпадения плоскостей скольжения и спайности. При описании расположения атомов в районе ядра краевой дислокации рассматривается главным образом, искривление плоскостей, перпендикулярных вектору Бюргерса, и не принимается во внимание искривление атомных плоскостей, параллельных плоскости скольжения. Между тем особенно при образовании скоплений краевых дислокаций изгиб этих плоскостей весьма существенен и может привести к развитию свободной поверхности в плоскости скольжения, что приводит к образованию полости, обладающей большим вектором Бюргерса. Такая полость концентрирует напряжения, что может послужить причиной развития трещины. Эта полость может сливаться с другими и служить стоком дислокаций, движущихся в плоскости развития этой полости, как это наблюдалось при растяжении кристаллов амальгамированного цинка [8], у которых трещины хрупкого излома всегда развиваются в плоскости базиса.

Резкое падение свободной поверхностной энергии развивающихся поверхностей раздела способствует образованию трещин разрушения, пересекающих все сечение кристалла.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Саррак. УФН, 67, в. 2, 339, (1959).
2. Дж. Гилман. УФН, 80, в. 3, 455 (1963).
3. Е. Д. Шукин, Л. А. Каганова, В. И. Лихтман. ДАН СССР, 133, № 5, 1964 (1960).
4. А. И. Ландау. В сб. «Физическая природа пластической деформации». Киев, «Наукова думка», 1966, стр. 4.
5. К. Зинер. Упругость и неупругость металлов. М., ИЛ, 1954.
6. P. Z a s q u e t. Acta Met., 2, 752 (1954).
7. В. B i l l y. Entwisle A. Acta Met., 4, 257 (1956).

8. Н. Н. Давиденков, И. А. Божокина. ФФТ, 1, № 8, 1913, 1959.
- 8а. Л. А. Коганова, И. А. Андреева, Е. Д. Шукин, В. И. Лихтман. ИФЖ, 2, № 7, 45 (1959).
9. В. Л. Инденбом, И. И. Метелкин. Кристаллография, 3, в. 1, 80 (1958).
10. Н. Петч. Успехи физ. мет., т. 2, М., Металургиздат, 1958.
11. A. Stroh. Advances in, Phys., 6, 418 (1957).
12. A. Stroh. Proc. Roy. Soc., 223, A, 404 (1954).
13. J. Esnelby. F. Frank, F. Nabarro. Phil. Mag., 42, 351 (1951).
14. J. Kochler. Phys. Rev., 85, 480 (1952).
15. A. N. Stroh. Proc. Roy. Soc., 224, 204 (1954).
16. A. N. Stroh. Proc. Roy. Soc., 232, 548 (1955).
17. Н. И. Биспен, Н. В. Волкова, С. Ф. Сальникова, П. А. Цирюльник. Опт. мех. промышленность, № 7, 40 (1967).
18. E. J. Wessel. J. Mem., 9, 930 (1957).
19. A. Cracknell. Petch №, Acta Met., 3, 186 (1955).
20. N. Petch. Phil. Mag., 14, № 943 (1966).
21. N. Petch. Phil. Mag., 1, 186 (1956).
22. J. Depntat. Pawlowski L. Bull. Acad. Polon. Scitech 14, № 6, 581 (1966).
23. A. W. Stepanow. Ls. Phys., 92, 42 (1934).
24. А. В. Степанов. ЖТФ, 5, 16 (1935).
25. А. В. Степанов. ЖЭТФ, 17, в. 7, 601 (1947).
26. F. E. Fujita. Acta Met., 6, № 8, 543 (1958).
27. D. Dollimere. S. J. Gregg. Research 11, № 5, 180 (1958).
28. В. З. Бенгус, С. Н. Кромник, В. И. Старцев. Кристаллография, 6, в. 4, 599 (1961).
29. В. Н. Рожанский. ДАН СССР 123, в. 4, 648 (1958).

#### § 6. ВЛИЯНИЕ СИЛ СВЯЗИ В КРИСТАЛЛАХ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ ИЗЛОМА

Теоретическая прочность металлов оказывается в  $10^3 \div 10^5$  выше, чем измеренная экспериментально.

Механическая прочность является свойством тел, весьма чувствительным к нарушению его структуры. Значение разрушающего усилия в значительной мере определяется вакантными местами в решетке, дислокациями, остроугольными и тупоугольными границами и т. д.

Заполнение вакансий и исчезновение других дефектов должно сопровождаться повышением измеряемой прочности тел. Такое удаление дефектов должно также сопровождаться уменьшением объема тел, т. е. явлением, которое сопровождается применением высокого давления. Существуют определенные энергетические барьеры, препятствующие сжатию тел и удалению имеющихся в них дефектов. Эти барьеры могут быть уменьшены при использовании высокой температуры и катализаторов, и требуемое удаление дефектов может быть осуществлено с разумной скоростью [1].

Поликристаллическая структура тел является второй причиной понижения их механической прочности на разрыв по сравнению с теоретической. Монокристаллы имели бы

меньший объем, чем поликристаллы, так как плотность границ зерен примерно на 10% меньше, чем плотность самих зерен. С границами зерен связана также определенная величина свободной энергии системы. Применение высоких давлений благоприятствует уменьшению границ зерен и росту монокристаллов из поликристаллов.

Основную часть энергии связи в ионных кристаллах составляет простое электростатическое взаимодействие между ионами, а изменение электростатической энергии при деформации дает основной вклад в модули упругости [2].

В молекуле NaCl энергия электростатического взаимодействия равна

$$U_1 = -\frac{e^2}{r_0} = -8,10^{-12} \text{ эрг}, \quad (1)$$

где  $(r_0 = 2,8 \text{ \AA}, \quad e = 4,8 \cdot 10^{-10} \text{ CGSE})$ .

Вычисление энергии решетки с учетом взаимодействия большого числа ионов в решетке производится путем умножения на постоянную Маделунга

$$M = 1,75/U = A \cdot U_1 = -14 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}. \quad (2)$$

Экспериментально определенная величина составляет  $U = 13 \cdot 10^{-12} \text{ эрг}$ .

Упругие постоянные кристалла грубо можно оценить следующим образом. Сила  $F$ , с которой один ион действует на другой, составляет  $F = \frac{\partial U}{\partial r}$  (3) а напряжение

$$\sigma = \frac{1}{r_0^2} \frac{\partial U}{\partial r}. \quad (4)$$

Изменение напряжения  $d\sigma = \frac{dr}{r_0^2} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right)$ . Р  
п (5)

Величина  $d\sigma = E \cdot d\varepsilon$  (6), где  $E$  — модуль Юнга, а  $d\varepsilon = \frac{dr}{r_0}$  — относительная деформация. Откуда

$$E = \frac{1}{r_0} \left( \frac{\partial^2 U}{\partial r^2} \right) \approx \frac{2A \cdot e^2}{r_0^4} \approx 12 \cdot 10^{11} \text{ дн/см}^2. \quad (6)$$

Эта величина удовлетворительно совпадает с экспериментально наблюдаемой, хотя уравнение (6) является весьма грубым приближением, не учитывающим энергии сил отталкивания.

В тех случаях, когда в кристалле не зарождаются дислокации, не образуются ступеньки скола и отсутствуют другие процессы, потребляющие энергию, трещина распространяется через кристалл путем последовательного разрыва атомных

связей перпендикулярно плоскости распространения трещины. Необходимая для такого истинно хрупкого разрушения энергия определяется как истинная поверхностная энергия, которая связана с силами сцепления [2].

Изучение процесса скалывания дает сведения о величине поверхностной энергии. В. Д. Кузнецов показал, что в кристаллах типа NaCl скол происходит по плоскостям {100}, имеющим наименьшую поверхностную энергию. Скол по другим кристаллографическим плоскостям, имеющим более высокую поверхностную энергию, невозможен. В тех случаях, когда производят скол по плоскостям {110}, практически плоскости скола представляют собой ступенчатую плоскость, ступеньки которой образовались путем скола по плоскостям {100}. Скол по плоскостям {111} требует затраты большой энергии для отделения друг от друга двух соседних плоскостей, заполненных зарядами противоположных знаков [2].

Гилман допускает, что некоторые механические свойства ионных кристаллов отражают то, что они состоят из локально-заряженных ионов, однако большая часть механических свойств, по-видимому, имеет прямую аналогию со свойствами металлических и ковалентных кристаллов [2].

Структурно-нечувствительные свойства — энергия связи, оптические и упругие постоянные рассчитываются из свойств атомов, составляющих решетку.

Структурно-чувствительные свойства, например, связанные с пластической деформацией на основе атомной дислокационной теории, можно оценить только приблизительно и дать только качественные изменения их. Некоторые элементы теории дислокаций такие, как энергия дислокации, связь между движением дислокаций и макроскопической деформацией, высокая подвижность дислокаций, закрепление дислокаций на примесях и дефектах и проч. получили удовлетворительное экспериментальное подтверждение.

Хорошо разработана теория сил связи и модель ионных кристаллов. Основываясь на этой модели, успешно объяснены упругие свойства, и вычислены соответствующие постоянные. Описаны процессы микропластичности, т. е. поведение дислокаций в решетке. На основе модели кристалла удовлетворительно рассматривается явление макропластичности, т. е. коллективное поведение большого количества дислокаций и, наконец, предложены механизмы зарождения и роста зародышевой трещины разрушения.

Прочность неметаллических материалов с ионными связями, их теплопроводность, оптические свойства, термическая и химическая устойчивость, диэлектрические свойства зависят не только от химического или фазового состава, но

и от микроструктуры и достигают высоких значений при введении примесей, термической или механической обработке материалов, так же как и для металлических сплавов. Например, в стеклокерамических материалах (ситалах) мелкокристаллическая структура определяет высокую однородность свойств и большую прочность изделий из этих материалов. Размер зерен, образующихся при отжиге, связан с содержанием примесей. В ситалах из окиси алюминия употребляются добавки окиси магния, а в массу из окиси магния добавляют окись никеля. Путем горячего прессования и спекания с присадками можно получить поликристаллические, прозрачные в видимом свете материалы с ионными связями из окислов и галогенидов металлов первой, второй и третьей групп. Значительный практический интерес представляют поликристаллические материалы с ионной связью и высокой пластичностью. Неметаллические материалы высокой устойчивости и повышенной пластичности необходимы для изготовления деталей, несущих механическую нагрузку при высокой температуре.

По аналогии с металлами ожидается, что если неметаллические кристаллы имеют также высокую пластичность, то и поликристаллические материалы того же химического состава сохранят высокие пластические свойства. Материал для этой цели должен быть химически чистым, мелкозернистым, без включения других фаз и не содержать пор.

Получены поликристаллические пластические образцы из хлористого натрия и фтористого лития; для последнего пластическая деформация составляла лишь 0,8% [11].

Высокая прочность межатомных связей пока использовалась незначительно. В дальнейшем при техническом применении тонких слоев и нитей высокой прочности возрастает роль межмолекулярных сил, и приобретает большее практическое значение корреляция свойств щелочногалоидных кристаллов и энергии решетки. Прочность твердых тел может быть повышена путем выбора соединений с большой энергией решетки, получения однородного материала и более равномерного распределения напряжений в изделии.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Холл. УФН, 67, 705 (1959).
2. Дж. Гилман. УФН, 80, в. 3, 455 (1963).

#### § 7. СТРУКТУРА И СКЛОННОСТЬ ТЕЛА К ХРУПКОМУ РАЗРУШЕНИЮ

Дефекты кристаллической решетки и кристалла могут оказывать влияние на распространение трещины излома.

Изолированные вакансии и примесные атомы, вероятно, мало влияют на распространение трещины.

Винтовые дислокации существенно влияют на распространение трещин. На рис. 1 показано образование ступеней

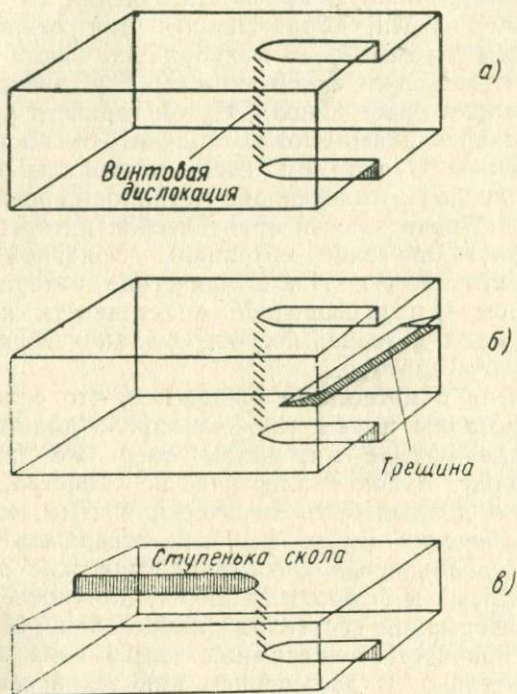


Рис. 1. Образование ступеней скола при пересечении трещиной винтовой дислокации по  $[1]$ : а — кристалл с винтовой дислокацией, б — начало скалывания, в — после скалывания

скола при пересечении трещиной винтовой дислокации. Винтовая дислокация превращает плоскости кристаллической решетки, которые расположены перпендикулярно в геликоид, закрученный вдоль линии дислокации (рис. 1 а). Трещина, которая движется параллельно этим плоскостям, в момент пересечения линии дислокации расщепляется на две трещины, расположенные друг от друга на расстоянии, равном величине вектора Бюргерса винтовой дислокации. Если трещины вновь соединяются, то образуется ступенька, как это показано на рис. 1 [2, 3].

Энергия неровной поверхности, на которой расположено большое число ступеней скола, выше, чем энергия гладкой поверхности. Образование таких ступеней скола по пути трещины требует затраты энергии, что тормозит распространение трещин при той же приложенной силе. Задержка роста трещины может происходить также в области скопления винтовых дислокаций [4].

В работе [5] изучался механизм зарождения хрупкой трещины по границам зерен во время сжатия поликристаллических образцов Сг, Мо и W со скоростью деформации  $10^3 \text{ сек}^{-1}$  при температурах комнатной и  $-196^\circ\text{C}$ . Во всех случаях трещина хрупкого излома образуется на границах зерен в результате пересечения ее плоскостью двойникова-ния. Обычно трещина хрупкого излома в течение короткого времени распространяется по границе зерна, но иногда она проникает и в тело зерна.

Трещины на границе зерна могут возникать и при низких температурах и во время растяжения с большой скоростью деформирования.

Металлам с ОЦК решеткой присуще повышенное сопротивление пластической деформации при температурах ниже  $300^\circ\text{K}$ . Торможение пластической деформации и рассасывание внутренних напряжений таким путем является основной причиной образования и роста трещин хрупкого разрушения. По этим причинам при разработке теории хрупкого разрушения вообще и холодноломкости, в частности, принципиальное значение имеет изучение причин повышения предела текучести с понижением температуры.

Холодноломкость, резкий рост предела текучести с понижением температуры — эти явления, свойственные металлам с ОЦК решеткой, обусловлены, внедрением в решетку атомов азота и углерода, кислорода и водорода и образованием твердых растворов.

Металлы с ОЦК решеткой сохраняют пластичность до  $4^\circ\text{K}$  [7]. Влияние процессов взаимодействия атомов внедрения с дислокациями состоит в закреплении свежих дислокаций, образовавшихся в процессе деформации на атомах углерода или азота, находящихся в твердом растворе в свободном состоянии. Первая стадия упрочнения состоит в том, что дислокации закрепляются вследствие образования облака Коттрелла около дислокаций. При этом происходит повышение критической температуры хрупкости при ударных испытаниях.

Дальнейшее повышение критической температуры хрупкости наблюдается и во второй стадии деформации и старения, которая связывается с возникновением неустойчивых образований при сегрегации дислокаций. Самая высокая

стадия старения и критическая температура хрупкости после деформационного старения достигается при напряжении, при котором начинается отрывание дислокаций от атомов примесей [6].

Взаимодействие атомов внедрения с дислокациями влияет на температурную зависимость предела текучести железа [8]. Предварительная пластическая деформация и образование свежих дислокаций уменьшает температурную зависимость сопротивления деформаций, закрепление дислокаций в ходе деформационного старения усиливает эту зависимость. Присутствие в твердом растворе атомов внедрения, не связанных с закреплением дислокаций, не оказывает заметного влияния на температурную зависимость сопротивления деформации [6].

Таким образом, уменьшение энергии взаимодействия атомов внедрения с дислокациями или уменьшение их концентрации на линиях дислокации должно сопровождаться уменьшением вероятности хрупкого излома тела.

В качестве примера, подтверждающего приведенные выводы теории, приводится наблюдаемое понижение критической температуры хрупкости железа и стали при введении добавок никеля. Легирование стали никелем ослабляет зависимость предела текучести железа от температуры.

Эти результаты достигаются вследствие того, что в присутствии никеля углерод в решетке твердого раствора распределяется более равномерно.

Понижение хрупкости железа, содержащего углерод, при введении никеля связывают с изменением подвижности дислокаций, уменьшением энергии взаимодействия атомов внедрения с дислокациями, уменьшением торможения их движения и облегчением протекания пластической деформации.

Задачей макроскопической теории является установление связи степени деформации и последующего разрушения тела или установления связи между параметрами барьеров, для полюс скольжения в дислокационной теории со структурными элементами.

По экспериментальным данным установлено, что сопротивление пластической деформации сплава, состоящего из мягкой фазы и рассеянной в ней твердой фазы, изменяется обратно пропорционально логарифму среднего расстояния между частицами твердой фазы и не зависит от количества твердой фазы [9].

Особенно низкой ударной вязкостью обладает сталь с перлитной структурой.

Известна также хрупкость некоторых мартенситовых и аустенитных структур сталей.

Различные структуры сталей в порядке уменьшения их ударной вязкости располагаются следующим образом [6]: 1) сетка цементита по границам зерен, 2) участки мартенсита с каймой из тростита, 3) участки чистого мартенсита, 4) колонии перлита.

Хрупкому разрушению способствует наличие в структуре двух резко различающихся по твердости, а следовательно, и по температурной устойчивости фаз, а также размерам и форме фазы включения. Особенно опасной является пластинчатая форма включения.

Границы зерен составляют очень малую долю объема тела, поэтому вероятность разрушения по границам много меньше, чем по зерну. Все же практически наблюдается развитие хрупкого разрушения по границам зерен, преимущественно для случаев, когда эти границы ослаблены сегрегацией примесей [6].

Развитие хрупкости по границам зерен наблюдается, например, в сплавах железо — фосфор и железо — азот. Хрупкость сплава железа с фосфором или азотом или кислородом объясняют большой величиной температурного коэффициента линейного расширения этого сплава, который располагается по границам зерен. Такое объяснение противоречит некоторым экспериментальным данным.

Имеется объяснение хрупкости, например, сталей, содержащих водород, состоящее в том, что хрупкость определяется концентрацией водорода в напряженных зонах, создаваемых микротрещинами, около которых имеются перенапряжения. Следовательно, хрупкость обуславливается твердым раствором водорода в железе, а не водородом, адсорбированным на поверхности трещины или границы зерна [6].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Гилман. УФН 80, в. 3, 455 (1963).
2. С. Амелинкс. Сб. «Дислокации и механические свойства кристаллов» М., ИЛ, 1960.
3. J. J. Gilman. Trans. AJME, 212, 310 (1958).
4. Н. М. Меланхолин, Р. Р. Регель. ЖЭТФ, 29, 817 (1955).
5. A. Gilbert, Y. T. Hahn, C. N. Reid, B. A. Wileax. Acta. Met., 12, № 6, 754 (1964).
6. В. И. Саррак, Р. И. Энтин. В сб.: «Физ. прир. хрупос. разр. мет.», Киев, «Наукова Думка», 1965, стр. 120.
7. Е. М. Савицкий. Изв. АН СССР ОТН Мет. и топливо, 4, 133 (1962).
8. М. Ф. Айзенко. Порошковая металлургия. М., Металлургиздат, 1952.
9. M. Gensamer, E. Rearsall. Pellini W. Low J. TASM, 30, 983, (1942).

## § 8. СКОРОСТЬ РОСТА ТРЕЩИНЫ ПРИ ХРУПКОМ РАЗРУШЕНИИ ТЕЛ

Хрупкому разрушению тела предшествует образование трещины. Скорость роста трещины в зависимости от средних напряжений, состава и структуры тела и температуры представляет существенный интерес для макроскопического описания механического разрушения тел.

При механическом разрушении тела прорастание трещины происходит под действием напряжений у головки трещины. Распределение напряжений по телу устанавливается со скоростью распространения упругих волн, являющейся константой материала.

На поверхности скола наблюдаются ступеньки, являющиеся следствием того, что перед распространяющейся главной трещиной следует несколько других, объединяющихся затем в одну. Объединению этих трещин предшествуют разрывы перемычек между трещинами, что связано с пластической деформацией [1].

Пластическая деформация при хрупком изломе тела может предшествовать распространению трещины и обуславливать ее, но она также может и сопровождать рост трещины.

В последнем случае пластическая деформация является следствием релаксации упругих напряжений, возникших в теле в связи с образованием трещины хрупкого разрушения [2].

По классическим представлениям о хрупком разрушении однородного материала разрыв наступает лишь тогда, когда перенапряжение у вершины одной из трещин достигнет величины теоретической прочности, определяемой силами сцепления между частицами тела [3].

Такое представление о внезапном разрушении находится в противоречии с экспериментально наблюдаемой зависимостью величины прочности тел от времени нагружения и не может быть распространено на все условия разрушения тел. Уменьшение прочности тела с увеличением времени пребывания под нагрузкой позволяет рассматривать разрушение материала как непрерывный процесс, происходящий в механически напряженном теле со скоростью, которая может принимать разнообразные значения в зависимости от величины напряжения и температуры [4].

Временную зависимость прочности тел пытаются объяснить, исходя из предположения о медленном нарастании микродефектов до размеров трещин, для которых будет применима теория Гриффитса [5—7]. Б. Я. Пинес [5] предположил, что медленный рост трещин может осуществляться вследствие диффузии вакансий.

Лавинообразное, катастрофическое нарастание концентрации дефектов решетки, образование повреждений и развитие разрушения объясняется активационными процессами под влиянием механического напряжения. Обзор экспериментальных работ по изучению трещин хрупкого разрушения тел дан в [4]. Возникновение и развитие поверхностных трещин в металлах описано, например, в [8—14], трещины в органическом стекле в [15—16], в полистироле в [17], трещины в резине [18].

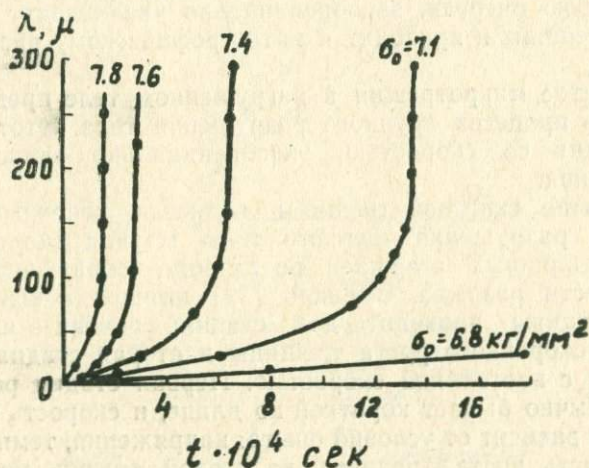


Рис. 1. Рост длины трещины в ацетилцеллюлозе при разных нагрузках по [4]

На рис. 1 представлена зависимость длины трещины  $\lambda$  в мк от времени действия нагрузки для ацетилцеллюлозы при указанных напряжениях  $\sigma_0$ .

Изменение напряжения приводит к изменению скорости на 4—5 порядков от нескольких ангстрем до десятков микрон в секунду.

Начиная с некоторых напряжений, наблюдается катастрофический рост трещины под действием постоянной растягивающей нагрузки.

Увеличение скорости роста трещины с экспозицией определяется нарастанием истинного напряжения по мере увеличения ее длины. Увеличение длины трещины  $\lambda$  сопровождается уменьшением оставшейся целой части образца и увеличением среднего напряжения.

Повышение истинного напряжения связано также с перенапряжением на конце трещины, которое определяется формой трещины.

Скорость роста трещины  $V$  зависит от напряжения  $\sigma$  экспоненциально [4]

$$V = V_0 \exp\left(\frac{\beta\sigma}{1 - \frac{\lambda}{L}}\right), \quad (1)$$

где  $V_0$  и  $\beta$  — постоянные, определяемые свойствами материала,  $L$  — длина трещины в плоском образце. Рост длины трещины приводит к повышению  $\sigma$  на неразрушенной части, что, в свою очередь, экспоненциально увеличивает скорость роста трещины и приводит к катастрофическому разрушению образца.

Развитие микротрещин в нагруженном теле представляет сущность процесса хрупкого разрушения тела. Этот процесс происходит со скоростью, экспоненциально зависящей от напряжения.

Развитие сквозной трещины является конечным актом процесса разрушения твердого тела. Изучая скорость разрыва стеклянных стержней по линиям, образующимся по поверхности разрыва, Смекаль [19] пришел к выводу, что рост трещины проходит две стадии: первая — начальная стадия ускоренного роста трещины и вторая стадия — роста трещины с постоянной скоростью. Первая стадия роста трещины обычно бывает короткой по длине, и скорость развития трещины зависит от условий опыта: напряжения, температуры.

Скорость роста трещины во второй стадии, по данным Смекаля, не зависит от величины средних напряжений и температуры и соответствует предельной скорости перевода локальной упругой энергии в поверхностную энергию при образовании трещины.

На рис. 2 представлены зависимости длины трещины при растяжении пластины канифоли для случаев:

1) импульсного нагружения с помощью конического ударника, имеющего скорость 1 м/сек;

2) статического растяжения  $\sigma_{\text{ср}} = 0,028$  кг/мм<sup>2</sup>.

Скорость роста трещин определялась по наклону прямых на рис. 2.

На рис. 3 и 4 представлены зависимости скорости роста трещины от среднего напряжения в стекле и канифоли соответственно от [20]. Из этих данных следует, что в начальной стадии скорость роста трещины пропорциональна среднему напряжению в сечении разрыва. Во второй стадии в области указанных напряжений скорость роста является предельной, не зависящей от напряжения. Она равна максимальной скорости разрыва. То же значение для скорости роста трещины в силикатном стекле наблюдалось в [21] при ударе пульей,

в [22] при ударе стальным шариком со скоростью  $= 1$  м/сек и в [19] при разрыве стеклянных стержней.

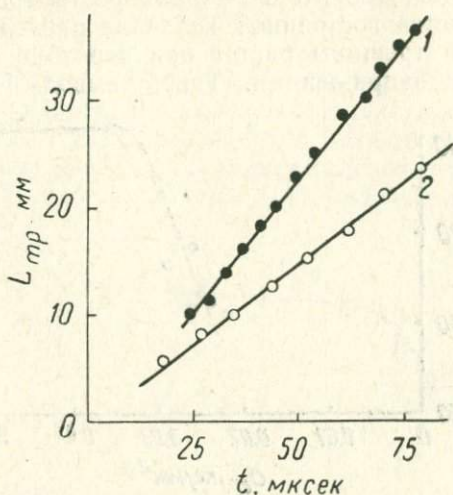


Рис. 2. Зависимость длины трещины от времени по [20]: 1 — ударное нагружение; 2 — статическое нагружение  $\sigma_{ср} = 0,028$  кг/мм<sup>2</sup>

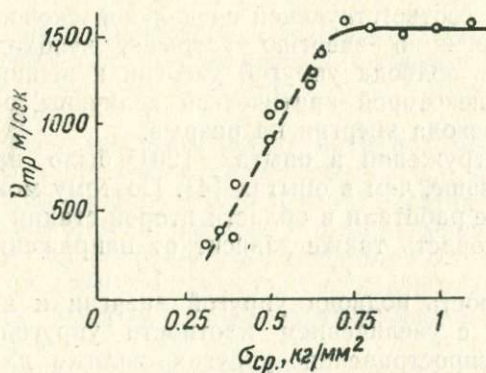


Рис. 3. Зависимость предельной скорости роста трещины от среднего напряжения в силикатном стекле по [20]

Обращает внимание, что в более прочных материалах, например, стекле, техническая прочность на разрыв которого равна около 8 кг/мм<sup>2</sup>, величина  $V_{тр}$  больше, чем в менее прочном материале канифоли, прочность на разрыв которой составляла около 0,3 кг/мм<sup>2</sup>. Тривиально, что в более проч-

ном материале трещина начинает расти при большей величине напряжения.

Следовательно, во второй стадии роста трещины, где ее скорость является постоянной, величина предельной скорости роста хрупкой трещины растет при переходе к более высоким средним напряжениям. Такой вывод [20] трактуют

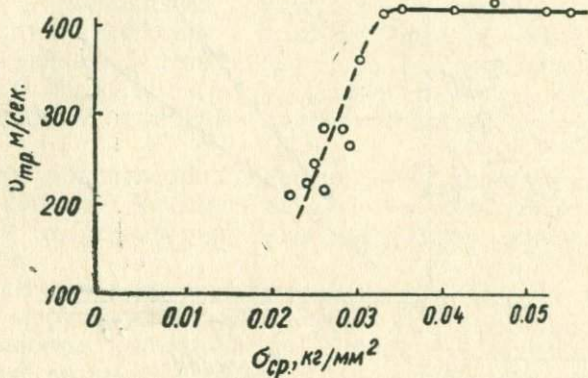


Рис. 4. Зависимость предельной скорости роста трещины от среднего напряжения в канифоли по [20]

следующим образом. Для обеспечения максимальной скорости разрыва, соответствующей предельной скорости перевода упругой энергии в энергию разрыва, необходимо, чтобы интенсивность подвода упругой энергии к вершине трещины была выше некоторой критической величины, определяемой скоростью расхода энергии на разрыв.

Время нагружения в опытах [20] было на несколько порядков меньше, чем в опытах [4]. Поэтому можно считать, что последние работали в области второй стадии разрушения, в которой скорость также зависит от напряжения экспоненциально.

Интенсивность подвода упругой энергии к вершине трещины растет с увеличением плотности упругой энергии и скорости распространения упругих волн в данном материале [23].

Следовательно, в данном материале интенсивность подвода упругой энергии в зону разрушения — вершину трещины в заданных условиях изменяется только через плотность упругой энергии, т. е. путем изменения средних напряжений в сечении образца.

Независимость предельной скорости роста трещины от напряжений, вероятно, связана с тем, что скорость подвода запаса упругой энергии в зону разрушения не зависит от

величины среднего напряжения и определяется собственными упругими свойствами материала, скоростью звука, поэтому несмотря на увеличение плотности упругой энергии с увеличением напряжения  $\sigma_{тр}$ , величина  $V_{ср}$  сохраняется постоянной.

При уменьшении нагружающих напряжений могут быть созданы такие условия, при которых интенсивность подвода энергии к сечению разрыва образца окажется меньше, чем необходимая для обеспечения максимальной скорости роста трещины критической величина этой интенсивности.

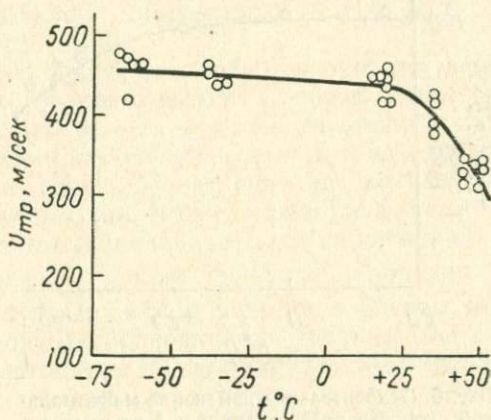


Рис. 5. Зависимость максимальной скорости роста трещин от температуры в канифоли по [20]

Скорость роста трещины при хрупком разрыве не зависит от величины средних напряжений только тогда, когда последние больше, чем приблизительно одна десятая технической прочности хрупкого тела. На рис. 5 представлена зависимость максимальной скорости роста трещины от температуры в канифоли при напряжении выше тех критических напряжений, начиная с которых скорость роста трещины зависит от напряжения.

На рис. 5 видно, что в области температур ниже комнатной скорость роста трещины слабо зависит от температуры. В области температуры размягчения канифоли скорость роста трещины начинает уменьшаться с повышением температуры [24].

Скорость роста трещины с температурой изменяется так же, как и скорость распространения упругой волны, как это видно из рис. 6, где представлено относительное изменение максимальной скорости роста трещин в % с температурой --- сплошная линия и точки скорости звука по [20].

Для силикатного стекла максимальная скорость роста трещины мало зависит от температуры в широком интервале температур ниже температур размягчения [25].

По экспериментальным данным, имеется параллелизм в изменениях с температурой модуля упругости и скорости роста трещины. Это обстоятельство находится в согласии с представлением о тесной связи между скоростью прорастания трещины и скоростью перераспределения упругой энергии в области, прилегающей к ее вершине.

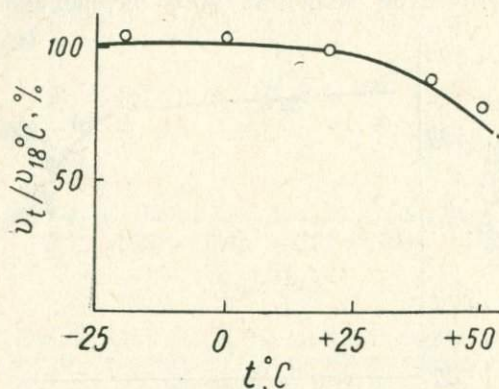


Рис. 6. Относительное изменение максимальной скорости роста трещин в % с температурой по [20]

Исследование кинетики роста трещины в кристаллах LiF при раскалывании по плоскости спайности позволило установить связь процесса роста трещины с образованием дислокаций [26].

Дислокации при раскалывании кристаллов LiF по плоскости спайности образуются, когда скорость роста трещины меньше  $6 \cdot 10^3$  см/сек. Уже при скорости  $3 \cdot 10^3$  см/сек трещины распространяются не стабильно, а скорость их роста колеблется около некоторого значения. Предельная максимальная скорость роста трещин достигает около  $2 \cdot 10^5$  см/сек, что составляет 0,31 от скорости продольных звуковых волн. Эти измерения сделаны для комнатных температур.

Скорость роста трещины растет с увеличением приложенной силы, действующей на лезвие, раскалывающее образец. При постоянной действующей силе скорость увеличивается с ростом толщины кристалла по гиперболе. Скорость роста трещины уменьшается с ростом длины трещины и ширины кристалла.

Увеличение концентрации дислокаций в кристалле, его упрочнение при пластической деформации уменьшает ско-

рость роста трещин при прочих одинаковых условиях. Понижение температуры до 196°C незначительно понизило скорость раскалывания кристалла по плоскости спайности.

Разрушения тел под воздействием внутренних напряжений, которые происходят не реже, чем при воздействии внешних сил, исследованы в [27], где проведены наблюдения по хрупкому разрушению изделий, обладающих макроскопическими внутренними напряжениями, которые в терминологии Н. Н. Давиденкова именуется напряжениями 1 рода [28].

Роль запасенной упругой энергии при разрушении тела под воздействием внутренних напряжений рассмотрена в работах [29—32].

При разрушении под воздействием внутренних напряжений энергия, выделяющаяся в объеме образца при росте трещины, перемещается к устью трещины и там расходуется на образование новых поверхностей и увеличение поверхностной энергии. Перераспределение внутренних напряжений при разрушении образца можно представить как результат положения на первоначальное поле напряжений  $\sigma_{ik}^0$  дополнительных внешних усилий  $\sigma_{ik}^0 dS_k$ , приложенных к элементам  $dS_k$  новых поверхностей раздела и равных по величине, но противоположных по знаку тем усилиям, которые действовали на эти поверхности до разрушения. Упругая энергия, освобождающаяся при разрушении, равна работе этих сил на вызываемых ими перемещениях  $U_i$  [27]

$$A_y = \frac{1}{2} \int U_i \sigma_{ik} \cdot dS_k \dots \quad (2)$$

Внутренние напряжения в телах создают для целей их упрочнения. Например, прочность закаленного стеклянного листа при воздействии внешней нагрузки возрастает после закалки на величину закалочных напряжений сжатия на поверхность стекла.

Начало разрушения закаленного стекла определяется величиной напряжений на поверхности тела. Дальнейший ход разрушения определяется запасом энергии закалочных напряжений [27].

Вопрос об использовании запасов упругой энергии в напряженном теле для его направленного разупрочнения и разрушения тела рассмотрен в литературе. Если распределить внутренние напряжения таким образом, чтобы упругая энергия, сопоставимая по величине с энергией, затраченной на образование новой поверхности раздела, выделялась лишь при раскалывании образца по определенному направлению, то это обеспечит требуемый характер разрушения.

Например, для резки стеклянных труб применяется надрез поверхности. Остаточные напряжения в стенке, при наличии зародышевой царапины, при последующих тепловом или механическом нагружении приводит к возникновению кольцевой трещины и отрезанию куска стеклянной трубы [3]. Упругая энергия, освобождающаяся при разрушении цилиндра, вычисляется [27] по формуле:

$$A_y = 2 \cdot 2\pi R \frac{\alpha \cdot M_0}{2}, \quad (3)$$

где  $M_0$  — осевой момент в плоскости резки,

$\alpha$  — угол наклона образующей цилиндра краевым моментом  $M_0$  к оси цилиндра радиуса  $R$ .

$$\alpha = \frac{2R^2}{a\lambda^2 E} \cdot M_0, \quad (4)$$

$a$  — толщина стенки цилиндра,  $\lambda$  — характеристическая длина цилиндра, равная

$$\lambda = \frac{\sqrt{aR}}{\sqrt[4]{3(1-\mu^2)}}. \quad (5)$$

Если величина эффективной поверхностной энергии  $\gamma$ , то для критического изгибающего напряжения

$$\sigma' = 6 \frac{M_0}{a^2} = \sqrt{\frac{6\gamma E}{(1-\mu^2)\lambda}}, \quad (6)$$

где  $\mu$  — коэффициент Пуассона.

Процесс разделения материала перед фронтом излома обычно происходит с высокой скоростью, и это затрудняет его исследование. При статистическом нагружении разрушение начинается с малыми скоростями. В случае баллистического или импульсного нагружения, например, при ударе снаряда в образец, или взрыва заряда ВВ, или электрическом пробое разрушение начинается с высокими скоростями.

По мере удаления от источника разрушения скорость процесса увеличивается [35]. На рис. 7 (1) [34] нанесена скорость разрушения  $V_f$  в зависимости от расстояния от источника,  $V_f$  — скорость поперечной звуковой волны.

Скорость разрушения в начальной стадии не велика до точки перегиба потому, что упругая энергия, освобождающаяся при малом напряжении, недостаточна для поддержания разрушения. Для этого служит дополнительная энергия статистических тепловых флуктуаций, подводимая в зону разрушения с малой скоростью. Вероятно, скорость можно увеличить при некотором повышении температуры тела.

На более поздней стадии при высоком нагружении, когда упругая энергия в образце будет достаточна для поддержания разрушения, тепловые эффекты не будут играть заметной роли. Скорость разрушения увеличивается до предельной величины, равной постоянной предельной скорости при идеально хрупком разрушении, как это и видно на рис 7 [34].

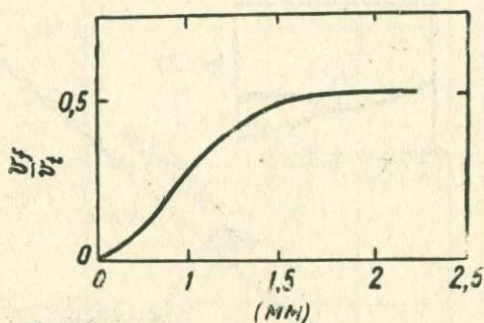


Рис. 7. Увеличение скорости распространения излома в начальной стадии разрушения до постоянного максимального значения:  $V_f$  — скорость распространения разрушения,  $V_t$  — скорость поперечной волны по [34]

На рис. 8 показана зависимость длины трещины от времени с момента начала разрушения в стеклянной пластине, нагруженной растяжением. Разрушение инициировалось ударом лезвия ножа в кромку пластины.

В начальной фазе разрушения скорость растет до постоянной величины (рис. 8).

С увеличением растягивающего напряжения в момент разрушения наблюдается большее разветвление излома, а продолжительность начальной фазы уменьшается.

При высоких скоростях процесса разрушения стекла по [36] скорость разрушения не зависит от величины напряжения растяжения или сжатия и температуры, и сложно зависит от физических свойств материала, его химического состава [34].

Теоретически было показано, что максимальная скорость разрушения составляет  $0,5 V_t$  — скорости поперечной звуковой волны [37—38]. Экспериментально это отношение не получило подтверждения.

На фронте стационарно распространяющейся трещины непрерывно увеличивается поверхностная энергия. Поэтому можно считать, что поверхностная энергия играет роль, до известной степени аналогичную роли упругой энергии в нормальной упругой волне. Поэтому было сделано предположе-

ние, что скорость разрушения определяется величиной  $T/\rho$ , где  $T$  — поверхностное натяжение, подобно тому, как скорость упругих волн определяется величиной  $E/\rho$  [39]. Так как величина  $T$  экспериментально не определена, то проверить это соотношение не удалось.

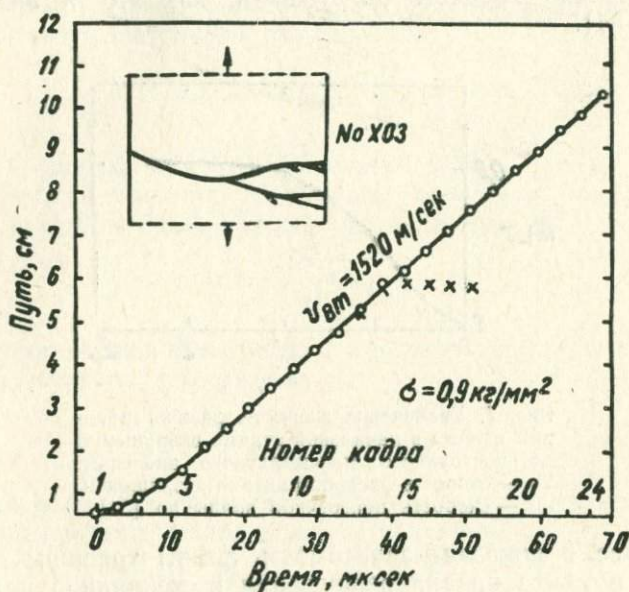


Рис. 8. Зависимость длины трещины от времени от начала разрушения растягиваемой стеклянной пластины по [34]

Поскольку известно, что между поверхностной энергией (натяжением)  $\gamma$  и микротвердостью  $\sigma_n$  существует линейное соотношение [40—41], то была сделана попытка принять

$$V_c = -A + B \sqrt{\frac{\sigma_n}{\rho}}. \quad (7)$$

На рис. 9 представлена зависимость максимальной скорости разрушения от величины  $\sqrt{\frac{\sigma_n}{\rho}}$  по [39] для некоторых стекол, для которых можно было оценить величину  $\sigma_n$ . Прямая на рис. 9 дается уравнением

$$V_c = -560 + 2,48 \sqrt{\frac{\sigma_n}{\rho}}, \quad (8)$$

что можно рассматривать как удовлетворительное согласие с гипотезой [39].

Для полного описания максимальной скорости роста трещины при хрупком разрушении тела необходимо учесть изменение энергии: поверхностной  $\gamma$ , кинетической  $E$ , упру-

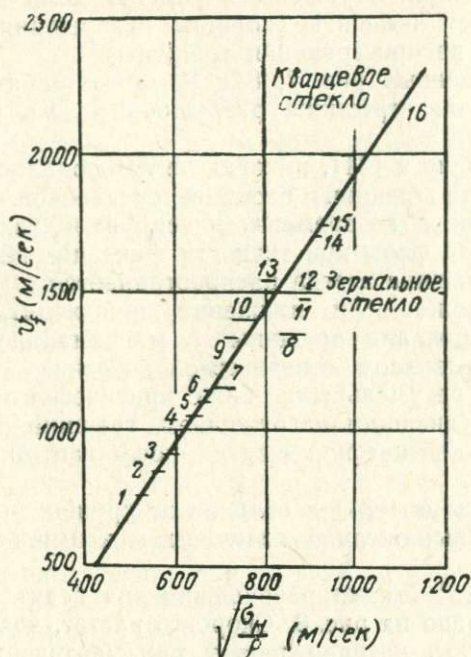


Рис. 9. Зависимость максимальной скорости разрушения стекол от значения  $\sqrt{\frac{G_H}{\rho}}$ , где  $G_H$  — микротвердость,  $\rho$  — плотность

гой  $A_y$  пластической  $A_n$  деформаций образца, т. е. максимальная скорость разрушения является функцией от

$$V_c = f(\rho, \gamma, E, A_y, A_n). \quad (9)$$

Скорость разрушения при изгибе представляет интерес, учитывая характер распределения напряжений в образце. Максимальное напряжение растяжения будет на выпуклой поверхности, а на вогнутой максимальное напряжение сжатия. На оси образца напряжение равняется нулю. Тем не менее разрушение, начинаясь в области максимальных растягивающих усилий, проникает в глубину образца.

В опытах с разрушением изгибаемых стеклянных пластин максимальная величина скорости разрушения сохранялась и за нейтральной зоной, в области сжатия. Распространяю-

щийся излом сопровождается собственной кинетической энергией, обеспечивающей возникновение необходимых для разрушения растягивающих напряжений.

Интерференция отраженных упругих волн в зоне разрушения может изменять скорость разрушения и изменять направление распространения трещины.

На приведенных рис. 7, 8 и 9 можно наблюдать начало распространения трещины разрушения с малой скоростью трогания.

Как замечено в [34], никогда не наблюдалось замедление скорости роста трещины перед ее остановкой. Остановка и в пространстве и во времени фиксируется как мгновенная без переходной фазы при точности фиксации величины 1 мм и 1 мксек. Трещина всегда распространяется с максимальной скоростью, даже если движение происходит прерывисто. Вероятно, движение трещины с максимальной скоростью определяется запасом кинетической энергии.

Несмотря на уменьшение ниже критического напряжения, создаваемого внешним нагружением, трещина распространяется за счет кинетической энергии, после чего она резко останавливается.

Пластмассы по [34] в отличие от хрупких материалов не имеют ясно выраженной величины максимальной скорости разрушения.

В начальной стадии разрушения они ведут себя так же, как это показано на рис. 8. Скорость растет, достигает постоянной величины, которая растет при увеличении нагрузки.

Закономерности распространения трещин в напряженных телах, изложенные в [34], вероятно, справедливы при небольшой толщине образца.

По данным [42], при испытании стальных плит толщиной 19 мм и шириной 1800 мм наблюдалось, что скорость роста трещины хрупкого разрушения в области растягивающих напряжений была максимальной, но в области сжатия скорость разрушения уменьшалась в 30—50 раз. В изломе не наблюдалось признаков мгновенных остановок разрушения.

Механика процесса скола и теория распространения трещины построены также на основании баланса энергии при разрушении тела [43—44]. Метод энергетического баланса обеспечивает достаточное приближение и дает, по существу, тот же результат, что и анализ напряжений у вершины трещины [45].

Согласно условию Гриффитса начала движения трещины, энергия деформации и работа приближенной силы должны дать поверхностную энергию трещины. Это определяет критическую длину трещины  $L^*$ , при которой начинается ее прорастанье.

Для длины трещины  $L$  большей по сравнению с критической т. е.  $L > L^*$ , скорость роста трещины  $V_c$  достигает постоянного значения, если

$$V_c = \frac{1}{2\sqrt{2}} \left( \frac{t}{L} \right) V_s, \quad (10)$$

где  $2t$  — толщина раскалываемого образца,  $V_s$  — скорость продольных звуковых волн, равная  $V_s^2 = \frac{E}{\rho}$ ,  $E$  — модуль Юнга,  $\rho$  — плотность материала.

Таким образом, предельная скорость роста трещины ограничивается не только величиной скорости звука  $V^s$ , но и длиной трещины  $L^*$  и толщиной образца  $2t$  в отличие от случая тела бесконечно больших размеров, где предельная скорость трещины ограничивается только скоростью звука. Это значит, что в длинных тонких брусках трещина иногда не может перемещаться с очень большой скоростью.

Скорость роста трещины измерялась на большом числе конструкционных и модельных материалов. Найденные величины предельной скорости сравниваются с теоретическими на рис. 10, где представлена эта зависимость по [26] и [46]. Скорость распространения трещины излома растет линейно со скоростью распространения звука в материале, а следовательно, с ростом энергии связи и плотности материала. Этот экспериментальный результат согласуется с теоретическими представлениями, согласно которым скорость распространения процесса разрушения больше в телах с большей энергией решетки. Такая зависимость получается потому, что материалы с большей энергией решетки имеют более высокую прочность. Процесс их разрушения начинается при более высоких напряжениях и распространяется поэтому с большей скоростью [47].

Быстрее всех распространяются самые короткие трещины, поэтому для предельной скорости  $V_c$  более применима теория распространения трещин в бесконечном теле, чем уравнение (10).

Согласно теории [46] пределом скорости в этом случае должна быть величина

$$V_c = 0,38 \sqrt{\frac{E}{\rho}}. \quad (11)$$

По данным [48] следует, что трещины подобны поверхностным волнам и поэтому не могут двигаться со скоростью, большей, чем  $0,94 \sqrt{\frac{g}{\rho}}$ , т. е. скорости поверхностной волны Рэлея.

Из рис. 10 видно, что данные теории хорошо согласуются с экспериментом для поликристаллических, полимерных материалов и монокристалла LiF.

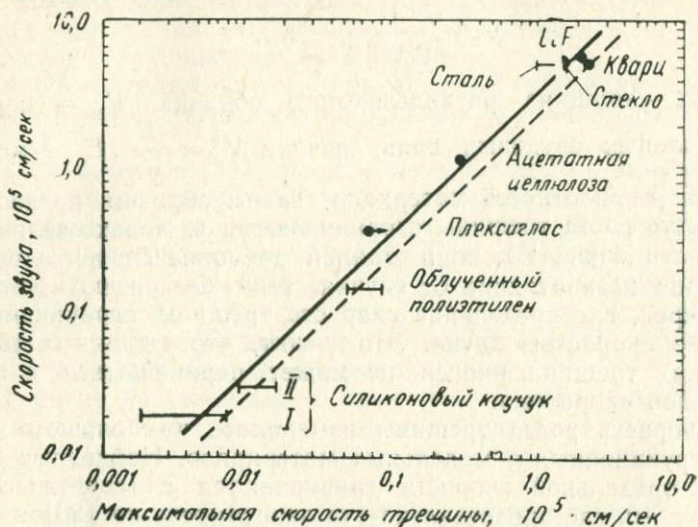


Рис. 10. Зависимость между скоростью звука в материале и скоростью роста трещины по [26]

Способность материала к механическому двойникованию приводит к возникновению трещин из-за трудности аккомодации напряжений в местах пересечения двойников и у границ двойников, а также из-за высокой скорости процесса двойникования.

Трещины наблюдались при пересечении двойников с границами зерен, при их пересечении с другими двойниками, а также внутри двойников.

В монокристаллах, деформированных растяжением вдоль направлений [100], возникновение двойников сопровождается макроскопическим разрушением. Во всех других случаях двойники инициируют только локальные трещины [49].

В работе [50] показано, что основной определяющей чертой хрупкого разрыва кремнистого железа служило двойникование, наблюдаемое перед разрушением и сопутствующее ему.

Процесс разрушения начинается через 1000—2000 мксек после момента удара с рождения первых двойниковых прослоек. Максимум кривой нагружения соответствует на осциллограмме времени 7500 мксек. Таким образом, большое

число двойниковых прослоек возникает еще при значительных по величине динамических напряжениях. Скорость двойников, появляющихся при первом же ударе, превышает 1100 м/сек, а вторичных двойников 500—600 м/сек. Вторичные двойники возникают до того момента, пока их цепочка не прорастет через все кристаллиты образца.

Рост трещины происходит неравномерно. Торможение и остановки вызываются потерей напряжения при образовании двойников или остановкой у границ зерен.

Замедление трещины связано с рождением и ростом двойников и, наоборот, рост двойников замедляется, когда трещина движется с ускорением. Такое взаимодействие [50] объяснили конкуренцией двойников и трещины в использовании упругой энергии.

Таким образом, начало динамического хрупкого разрушения кремнистого железа обуславливается двойникованием. Разрушение начинается на поверхности образца в месте выхода двойника. Развитие трещины происходит очень быстро со скоростью 950 м/сек по участкам с наибольшей концентрацией двойников.

Скорость распространения трещин при изгибе в слое аморфного селена толщиной 2—4 мм в различных областях разрушения неодинакова. Максимальная измеренная скорость распространения трещины составляла 350 м/сек. Скорость распространения ультразвуковой продольной и поперечной волн соответственно была измерена равной 1820 м/сек и 930 м/сек.

В зоне, разделяющей области малых и больших скоростей, наблюдаются ступеньки скола, расположенные равномерно на расстояниях около одного мк. В некоторых случаях нитевидные ступеньки скола имели длину до нескольких мм. В некоторых участках ступеньки пересекались и прерывались двумя системами линий. Возможно, что эти системы линий являются «линиями Валнера» с источниками внутри переходной зоны [51].

Зарождение трещины в упруго напряженном блоке в недрах Земли и возникновение землетрясения может произойти аналогично тому, как это наблюдается при деформации двойникования. Таких схем возникновения трещин предложено несколько. На острие двойника концентрируются напряжения, и имеется незавершенный сдвиг. Поэтому трещины могут возникать как при торможении двойникования границей слоев и другим двойником, а также при встрече двойников.

Процесс двойникования происходит быстрее, чем процесс зарождения и распространения трещины, и по внешним

данным лучше согласуется с данными о развитии разрушения при землетрясении.

Возникновение трещины разрушения пород, которое предшествует землетрясению, вызывающему излом, происходит за короткое время на большом протяжении. Здесь возможно рассмотреть два способа образования трещины.

В одном случае возникает зародыш трещины, который затем распространяется с определенной скоростью на значительное расстояние вдоль очага землетрясения. Процесс распространения трещины на значительное расстояние потребовал бы значительного времени.

Другой способ образования трещины в напряженном блоке может быть аналогичным двойникованию кристаллов и образованию трещины при двойниковании.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Саррак, УФН, 67, в. 2, 339 (1959).
2. Н. Петч. Успехи физики металлов. Т. 2, М., Metallurgizdat, 1958.
3. A. Griffith. Phil. Trans. Roy. Soc., 221, 163 (1921).
4. С. Н. Журков, Э. Е. Томашевский. ЖТФ, 27, 1248 (1957).
5. Б. Я. Пинес. ЖТФ, 25, 1399 (1955).
6. Г. М. Бартенов. Изв. АН СССР ОТН 9, 53 (1955).
7. И. Я. Дехтяр, К. А. Осипов. ДАН СССР, 104, 229 (1955).
8. Н. Н. Афанасьев. ЖТФ, 14, 638 (1944).
9. С. С. Шураков. ЖТФ, 24, 524 (1954).
10. С. С. Шураков. ФММ 2, 66, (1956).
11. С. Т. Кишкин. ДАН СССР, 95, 788 (1954).
12. N. Thompson, N. Wadsworth, N. Louat. Phil. Mag., 1, 113 (1956).
13. de Forest A. V. J. Appl. Mech. 3A, 123 (1936).
14. Moore H. F. Eng. Exp. t. Sta. Univ. Univ 111, Bul 165 (1927).
15. В. Р. Регель, Ю. Н. Недошивин. ЖТФ, 23, 1333 (1927).
16. В. Р. Регель. ЖТФ, 26, 359 (1956).
17. С. С. Hsido. J. A. Sones. J. Appl. Phys., 21, 1071 (1950).
18. Г. М. Бартенов. ДАН СССР 34, 487 (1952).
19. A. G. Smekal. Acta Phys. Austriaca, 7, 110 (1953).
20. Е. А. Кузьмин. В. П. Пух. Сб. «Некоторые проблемы прочности твердого тела. М., Изд. АН СССР, 1959.
21. H. Schardin, W. Struth. Clastechn. Berichte 16, 219 (1938).
22. F. E. Varstan. H. E. Edgerton. J. Amer. Ceram. Soc., 22, 7 (1939).
23. Г. Кольский. Волны напряжения в твердых телах. М., ИЛ, 1955.
24. Г. Галман. Стеклообразное состояние. ОНТИ, 1935.
25. H. M. Dimmick. Mc. Cormic J. M. Amer. Ceram. Soc., 34, 240 (1951).
26. J. J. Gilman. C. Knudsen, W.P. Walsh. J. Appl. Phys., 29, № 4, 601 (1958).
27. В. Л. Инденбом. Сб. «Некоторые проблемы прочности твердого тела». Изд. АН СССР, М.—Л., 1959 г.
28. Н. Н. Давиденков. Сб. Рентгенография в приложении к испытанию материалов», М., Изд. АН СССР, 1936.
29. Н. Н. Давиденков. Завод лабор. 23, 1245 (1957).

30. Л. Мороз, С. Шураков. Проблема прочности цементированной стали. Л—д., НТИ, 1947.
31. И. Шимелевич. Сб. «Металловедение», Судпромгиз, стр. 70, 1957.
32. И. И. Китайгородский, В. Л. Инденбом. ДАН СССР, 114, 247 (1957).
33. И. И. Метелкин. Труды НИИ МРГП, 11, в 47, 98 (1957).
34. Х. Шардин. Сб. «Атомный мех. разруш. металлургиздат», М., 1963, стр. 267.
35. A. S meka l. Osterr. Jngs. Arch., 7, 49 (1953).
36. H. Schardin. W. Struth. Ztech Phys., 18, 474, 1937.
37. Mott NF Eng., 165, 53 (1948).
38. E. F. P onselet. Metals Tech. Tech. Publication, April, 11, 1944, p. 1684.
39. F. Kerkhof. Naturwiss, 40, 478 (1953).
40. L. Ainsworth. J. Soc. Gloss. Technol, 38, 578, 1954.
41. E. W. Taylor. J. Soc., glass Tehnol, 34, 69 (1950).
42. В. Дж. Халл. Сб. «Атомный механизм разрушения», М., Металлургиздат, 1963, стр. 329.
43. Дж. Дж. Гилман. Скол, пластичность и вязкость кристаллов в сб. «Атомный механизм разруш.», М., Металлургиздат, 1963, стр. 220.
44. A. A. Griffith. Proc. of First Jnt. Congress of Appl. Mech Delft, 1927.
45. O g a w a n E. Welding J. 34, 157 (1955).
46. Roberts D. K. Wells. A. A. Eng 178, 820 (1957).
47. А. А. Воробьев, Г. А. Воробьев. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М., Из-во, «Высшая школа», 1966.
48. Stroh A. N. Advances in Phys., 6, 418 (1957).
49. Peid C. N. Less-Common Metals 9, № 2, 105 (1965).
50. В. М. Финкель, В. Н. Зрайченко, Л. Б. Зуев, И. Н. Воронов, В. И. Гурарий, А. Ф. Шумова, Сб. «Физ. природа хрупк. разруш.», мет. Киев, «Наукова Думка», 1965.
51. A. Anderson. Sindengaarol. Dahle Birgit. J. Appl. Phys., 37, № 1, 262 (1966).

## § 9. КИНЕТИКА ХРУПКОГО РАЗРУШЕНИЯ ТВЕРДОГО ТЕЛА

Разрушение твердого тела представляется как процесс, развивающийся во времени и объеме тела [1]. При некоторых внешних условиях в теле образуются дефекты, которые сливаются вместе. Образуются скопления дефектов, и происходит нарушение структуры. Дальнейшее накопление нарушений приводит к повреждениям. Накопление повреждений или развитие одного из них заканчивается разрушением тела. Таковы стадии разрушения твердого тела, структура которого не имела дефектов, нарушений или повреждений [2].

В реальных телах всегда имеются начальные дефекты, нарушения структуры или повреждения в объеме или на поверхности тела. В зависимости от состояния тела при нагружении процесс его разрушения начнется с образования нарушения или повреждения или даже со стадии развития одного из имеющихся повреждений.

Процесс зарождения в ослабленном месте простейшей прямолинейной изолированной трещины в плоском однородном после упруго напряженного тела теоретически рассмотрен в [3—8].

При расширении трещины освобождается часть запасенной при деформации упругой энергии, расходуемой при медленном уширении трещины на работу поверхностных сил при образовании краев трещин [9—17].

В случае равновесных трещин, размеры которых при данной нагрузке сохраняются неизменными, увеличение их размеров возможно только лишь после возрастания нагрузки.

Поверхностная энергия для хрупких тел или пластическая поверхностная энергия для металлов связаны с модулем сцепления  $k$  [18].

В идеально упругом теле развитие трещины при фиксированной нагрузке меньше  $E/\pi$  исключено. Рост трещины возможен только при наличии упругих несовершенств или текучести твердых тел. Первоначально наблюдается медленный рост трещины; эта стадия составляет основную часть длительности времени разрушения при фиксированной нагрузке тела. По мере разрушения тела, уменьшения поперечного сечения ненарушенной части тела и возрастания длины трещины, а следовательно, роста значения максимального напряжения у вершины трещины наблюдается повышение скорости роста трещины. В заключительной части скорость роста трещины близка к звуковой [11].

Развитие трещины разрушения стекол по Гриффитсу [3] происходит при воздействии внешней нагрузки, действие которой вызывает повышение и концентрацию напряжений около вершины (устья) трещины. В некоторой области около трещины будет иметь место повышенное значение напряжений. Максимальная (критическая) длина наиболее опасной трещины, достигнув которой она продолжает дальше расти, была определена Гриффитсом из условия изменения свободной энергии. Расчеты были сделаны применительно к растяжению тонкой бесконечной пластинки, имеющей трещину эллиптической формы, большая ось которой  $2l$  расположена перпендикулярно направлению растяжения. Производить расчет из условия минимума свободной энергии, вероятно, следует при повышенных температурах. При  $T$ -ОСК расчет следует вести из условия минимума полной энергии кристалла, определяющей его структуру и ее дефекты.

Концентрация напряжений возникает у вершины трещины. Разгрузка напряжений происходит на площади, пропорциональной  $l^2$ . Увеличение размеров трещины сопровождается разгрузкой некоторого участка и убылью запаса упругой энергии.

Рост трещины связан с затратой энергии из запаса упругой энергии тела.

По Гриффитсу, уменьшение упругой энергии деформации на единицу толщины составляет  $\frac{\sigma^2}{2E} \pi l^2$ . Затраты энергии на образование новой поверхности на единицу длины составляют  $4l\alpha$ . Общее изменение потенциальной энергии при росте трещины представляется в виде:

$$U = -\frac{\pi\sigma^2 l^2}{2E} + 4\pi l\alpha, \quad (1)$$

где  $\sigma$  — среднее значение растягивающего напряжения на некотором расстоянии от трещины,  $\alpha$  — коэффициент поверхностного натяжения, обусловливаемый работой, затрачиваемой на преодоление внутренних близкодействующих сил при образовании единицы поверхности.

Зависимость  $U(l)$  имеет максимум, соответствующий критическому значению растягивающего напряжения, при котором продолжается самопроизвольный рост трещины, и которое может быть найдено из условия  $\frac{dU}{dl} = 0$ . Для плоско-го напряженного состояния разрывное напряжение при этом выражается:

$$\sigma = \sqrt{\frac{4E\alpha}{\pi l}}. \quad (2)$$

Такой величине напряжения  $\sigma$  соответствует критическая по отношению к внешним напряжениям длина трещины  $2l_{кр}$ . При  $l > l_{кр}$  трещина будет самопроизвольно расти вплоть до разрушения тела.

Для разбираемой плоской задачи условие разрушения по Гриффитсу имеет вид

$$\sigma = \sqrt{\frac{4E\alpha}{\pi(1-\mu^2)l}}, \quad \text{где} \quad (3)$$

$\mu$  — коэффициент Пуассона.

Состояние системы, описываемой формулой, имеющей максимум, является неустойчивым. Поэтому трещина при длине  $l > l_{кр}$  будет расти, а при условии  $l < l_{кр}$  должна уменьшаться и исчезнуть. На это обстоятельство указал Я. И. Френкель [16].

Таким образом, тело, находящееся в напряженном состоянии, согласно этому условию будет улучшать свою однородность, так как микропоры и микротрещины в нем будут спонтанно залечиваться.

Устойчивым является состояние системы, характеризующееся минимумом свободной энергии. Ширина трещины изменяется

по длине, уменьшаясь до межатомного расстояния в устье трещины. Поверхностная энергия вдоль длины трещины изменяется от максимального значения на участке максимальной ширины до значений, близких к нулю около начала трещины.

Используя зависимость значений потенциальной энергии от ширины трещины, можно допустить, что при некоторой ширине трещины может быть не только максимум функции  $U(l_1)$  при  $l_1$ , но и минимум в ходе зависимости  $U(l_2)$  при  $l_2 < l_1$ . При этом условии имеется устойчивое состояние трещины.

Таким образом, в теории хрупкого разрушения, по Гриффитсу, возможны все три состояния, когда трещина в поле напряжений растет, когда она сохраняет неизменную длину, и когда происходит залечивание трещины.

В. М. Финкель [19] рассмотрел механизм подвода энергии к устью прорастающей трещины при распаде поля упругих напряжений вблизи трещины, предполагая, что упругая энергия подводится к вершине трещины рэлеевскими поверхностными волнами. Волны распространяются по стенкам трещины, возникая при образовании новой поверхности и уменьшении энергии упругой деформации. По этой причине перемещения трещины определяются скоростью распространения упругих поверхностных волн.

Допускается возникновение автокаталитичности процесса роста трещины излома и хрупкого разрушения материалов при их механическом нагружении, имеющей различную природу [19].

1. Каталитичность, обусловленная уменьшением живого сечения тела и увеличением длины трещины, в результате чего максимальное напряжение у вершины трещины повышается.

2. Энергетическая автокаталитичность, заключающаяся в том, что с ростом длины трещины энергетические затраты на образование новых поверхностей и пластическую деформацию поверхностей трещины меньше, чем значение упругой энергии, выделяемой при разрыве разгружающимся материалом, т. е. удовлетворяется условие  $\frac{\sigma^2}{E} l^2 = 4al$ , где  $\sigma$  —

напряжение,  $E$  — модуль упругости,  $l$  — длина трещины,  $a$  — коэффициент поверхностного натяжения. Процесс самопроизвольного роста длины трещины и автокаталитического разрушения будет протекать, если скорость выделения упругой энергии будет равна или больше, чем скорость поглощения энергии при разрушении, как это рассмотрено выше.

Необходимым условием хрупкого разрушения тела признается накопление в нем некоторого запаса упругой энергии. Начало разрушения и рост трещины разрушения происходят в существующем поле упругих напряжений [20—21].

Прораствание трещины сопровождается возникновением упругих объемных (продольных и поперечных) и поверхностных волн. Упругие волны, распространяющиеся в теле, при возникновении трещины могут вызвать разрушение на небольшом расстоянии от места разрыва, на что было в 1910 г. указано Ф. Рейдом при анализе причин Калифорнийского землетрясения. Теория упругих волн в твердом теле изложена, например, в [12, 20].

Согласно гипотезе Ф. Рейда землетрясение возникает потому, что в результате длительных изменений упругая энергия в слое земной коры постепенно накапливается, и напряжения растут. Когда разность напряжений достигает предела прочности материала, происходит разрыв пластов, сопровождающийся освобождением упругой энергии, переносимой упругими сейсмическими волнами.

Поперечные и продольные упругие волны, распространяясь в материале, снимают упругие напряжения, осуществляют релаксацию напряжений. Распространение в материале упругих волн и падение их на поверхность трещины вызывает возникновение колебаний частиц поверхностного слоя и распространение рэлеевских волн. Так как возникновение поверхностных волн является следствием кривизны волнового фронта, то с уменьшением глубины залегания источника колебаний интенсивность волн Рэлея возрастает. Поэтому разгружаемые упругие очаги создадут на поверхностях трещины значительные импульсы при условии их неглубокого залегания. Основную роль будет играть упруго деформированный объем вблизи вершины трещины, где в связи с перенапряжением плотность упругой энергии велика.

Поверхностные волны Рэлея распространяются по возникающим поверхностям раздела. Движение частиц в поверхностных рэлеевских волнах полностью происходит в вертикальных плоскостях, параллельных направлению распространения волн [20].

Для описания развития трещины излома в материале особый интерес представляет рэлеевская волна, распространяющаяся в тонком поверхностном слое, толщина которого не превышает длину волны у границы трещины, и затухающая медленнее, чем продольные и поперечные волны в объеме [22]. Перемещаясь по поверхностям, ограничивающим трещину, рэлеевские волны переносят энергию из участков разрядившегося поля упругих напряжений к вершине трещины, повышают напряжение у вершины трещины, создают

перенапряжение, чем и обуславливают перемещение вершины трещины.

Рассматриваемый процесс заключается в релаксационном превращении части энергии упруго деформированного материала в энергию импульсов поверхностных волн, стекающей к вершине трещины и увеличивающей перенапряжение около ее вершины. Этот процесс автокатализа и кинетики роста трещины термодинамически описывается как процесс энергетической автокаталитичности [19].

По микротрещине, лежащей в голове трещины, поверхностные волны распространяются в виде волн Стоунли [23].

Скорость продвижения трещины не может превышать скорости подвода упругой энергии, т. е. скорости распространения поперечных акустических волн в данном материале.

Важно отметить, что с помощью волнового механизма в данном случае происходит концентрация упругой энергии, ранее равномерно распределенной в нагруженном материале, и подвода этой энергии в небольшой объем у головы трещины.

Упругие колебания с частотой  $10^7$ — $10^{10}$  герц обнаружены в разрушаемом теле экспериментально [24, — 28]. Следствием таких колебаний является появление на поверхностях трещины излома борозд, называемых линиями Вальнера.

В записях землетрясений, кроме продольных и поперечных волн и поверхностных волн Рэлея, были обнаружены еще горизонтальные смещения, перпендикулярные плоскости распространения волн. Объяснение этих колебаний было дано Лява [20]. Он рассмотрел явления в поверхностном слое толщиной  $d$ , лежащем на более мощном слое более плотного материала, в котором скорость распространения колебаний будет больше. В таком случае возможно явление полного внутреннего отражения от нижней границы.

Волны Лява можно рассматривать как волну типа SH. В волне типа SH колебания происходят в плоскости, параллельной плоскости, проходящей через линию распространения волны (через луч), последовательно отражающейся от верхней и нижней границы.

Волны типа Лява можно рассматривать как результат отражения от верхней и нижней границ рассматриваемого слоя, поперечной волны, колебания в которой поляризованы в плоскости падения. Условием их возникновения является наличие двух слоев материала, лежащих один на другом. В случае возникновения трещины в изотропном материале нет условий для возникновения волн Лява.

Волны Рэлея в поликристаллических телах могут существовать в том случае, когда их длина превышает размеры зерна. Если длина волны меньше величины зерна, то возмож-

ность существования волн Рэлея не очевидна и определяется значениями упругих постоянных.

По [29] рэлеевские волны могут распространяться в кубических кристаллах по плоскости (100) в направлении [100]. Этот результат находится в согласии с тем фактом, что хрупкий излом и хладноломкость присущи кристаллам с объемноцентрированными кубическими решетками и не характерен для материалов, имеющих структуру гранцентрированной кристаллической решетки при нормальных условиях [30]. Однако с учетом некоторых экспериментальных данных не считают возможным в качестве критерия хрупкого или вязкого излома избрать наличие или отсутствие рэлеевских поверхностных волн [19].

Задолго до полного усталостного, хрупкого или пластического разрушения тела в нем накапливаются дефекты, образуются и развиваются трещины. В качестве метода исследования закономерностей разрушения предложено проводить анализ трещин в дополнение к анализу изломов [31].

Анализ трещин может дать различные интересные материалы. Например, по ориентировке трещин судят о направлениях наибольших растягивающих напряжений, которые направлены перпендикулярно к трещинам отрыва или касательным напряжений, приблизительно совпадающим с ориентировкой трещин среза.

По ориентировке трещины относительно траекторий главных напряжений в начале и в конце разрушения судят о роли касательных и нормальных напряжений на разных стадиях процесса разрушения и т. д. [31].

Рассмотренные выше основные положения теории хрупкого или вязкого разрушения твердых тел применяются и при описании прочности и разрушения массивов горных пород [32—38].

По [33] для образования и развития трещины в глубине горного массива имеют значения два основных фактора: горное давление, под которым находится пласт, и упругие свойства пласта. Прочность породы, по мнению [33], не играет почти никакой роли в процессе образования трещин и разрушения горного тела, с чем вряд ли можно согласиться.

Значение величины горного давления определяет величину гидростатического давления, при котором может раскрыться трещина. Если породы пласта деформируются в пределах упругости материалов, то вертикальное горное давление не меняется после того, как в пласте возникает скважина для закачки воды.

Предполагается, что трещина откроется тогда, когда внешняя нагрузка будет полностью снята внутренним гидро-

статическим давлением, которое создается при накачивании в пласт воды.

Это предположение относится и к условию раскрытия вертикальных трещин. Так как пласт в горизонтальном направлении сжат боковым давлением, то для образования вертикальных трещин необходимо, чтобы давление в скважине было, по крайней мере, равно боковому горному давлению.

Гидравлический разрыв пласта производится путем накачивания жидкости в скважину. Вначале давление повышается пропорционально количеству жидкости, накачиваемой в скважину (расходу жидкости). После достижения некоторого значения давления расход жидкости начинает возрастать при почти неизменном давлении. Принято считать, что в этом случае образовались трещины в пластах, и происходит утечка жидкости.

Вероятно, вместо поддержания постоянного давления в пласте и компенсации утечки в продолжении длительного времени и значительной потери жидкости разрыв пластов экономически выгоднее производить путем подачи гидравлических ударов, передаваемых по столбу жидкости, заполняющему скважину.

Математическая теория разрыва и хрупкого разрушения массива горных пород применительно к гидравлическому разрыву нефтеносного пласта и образованию трещины представлена в работах [33—37]. Рассмотрены условия стационарного существования в нагруженном теле равновесных трещин, сохраняющих постоянные размеры. Разрушение начинается от устья скважины, у поверхности, где имеются сжимающие усилия. Вертикальные трещины образуются в случае, когда вертикальная составляющая горного давления превосходит горизонтальную составляющую. Трещина описывается как поверхность разрыва вектора смещений.

Решение задачи о прорастании трещины определяется распределением потенциальной энергии и сил сцепления вдоль трещины длиной  $l$ , которые определяются модулем  $K$  [7]

$$K = \int_0^d \frac{G(t) dt}{\sqrt{t}}, \quad (4)$$

где  $d$  — длина концевой области трещины, в которой действуют учитываемые значительные силы сцепления между поверхностями трещины;

$G(t)$  — функция, описывающая распространение сил сцепления, отличных от нуля у края трещины, т. е. при соблюдении условия  $0 \leq t \leq d$ .

Значение модуля сцепления через макроскопические параметры тела дается в виде

$$K = \sqrt{\frac{\pi \sigma E}{\lambda - \mu^2}}. \quad (5)$$

Длина равновесной трещины  $l$  в неограниченной изотропной среде определяется из условия:

$$\int_0^l \frac{P(x) dx}{\sqrt{l^2 - x^2}} = \frac{\kappa}{\sqrt{2l}}, \quad (6)$$

где  $P_1(x)^0$  — симметричное относительно середины трещины распределение нормальных растягивающих напряжений, которые возникают на месте трещины в ненарушенном теле при тех же условиях нагружения. Если  $P_1(x) = \sigma = \text{Const}$ , то условие (6) приводит к уравнению по Гриффитсу (2). Значение напряжения  $\sigma_y$  на расстоянии  $x$  от вершины трещины, при котором выполняется условие  $l + d \leq x \leq 2l$ , определяется приближенно [9] выражением:

$$\sigma_y \simeq \frac{\kappa}{\pi \sqrt{x - l}}. \quad (7)$$

Увеличение значения  $x$  сопровождается согласно (7) уменьшением значения напряжения  $\sigma$  на длине отрезка  $x$ . На расстоянии от вершины трещины:  $l < x < l + d$  напряжения уменьшаются, а в вершине трещины при  $x = l$  — бесконечно велики.

В работах Гриффитса, Ирвина и многих других развивается энергетический подход к описанию хрупкого разрушения тел [39]. Процесс хрупкого разрушения тела описывается в этих теориях при помощи энергии, затрачиваемой при образовании новых поверхностей разрушаемого тела, в момент начала развития трещины, которая приравнивается к соответствующей упругой энергии, освобождаемой при бесконечно малом продвижении трещины. Такое рассмотрение разрушения не позволяет описать развитие процесса во времени. Рост трещины разрушения всегда будет происходить со скоростью подвода энергии к вершине растущей трещины и не будет превышать скорости акустических волн в материале, с помощью которых подводится энергия.

Энергия, необходимая для образования трещин или образования дислокаций, в настоящее время признается как новая физическая, существенная характеристика свойств физического тела, которой нет в классической теории упругости. Это положение выдвигается как главное в теории трещин [40].

В хрупких телах при отсутствии каких-либо внешних источников энергии в равновесных состояниях приращение

энергии на разрыв и прорастание трещины балансируется с изменением упругой энергии [40] в объеме тела. При решении задачи о расширении трещины в твердых телах во многих случаях энергию, затрачиваемую на разрыв, связывают только с поверхностной энергией, значение которой отличается от значений запаса упругой энергии в объеме тела. Выдвинута также гипотеза о подводе упругой энергии из напряженного объема тела к вершине трещины с помощью поверхностных рэлеевских волн.

Л. И. Седов [45] рассматривает основную схему для описания разрыва тела, представленную на рис. 1, где  $P(x)$  — заданные поверхностные нагрузки,  $g(x, l, d)$  — вводимые специальными гипотезами в упругую задачу как внешние силы, подходящие «силы сцепления» для моделирования внутренних взаимодействий частиц тела на берегах трещины, перемещений вдоль оси  $x$ . На обоих берегах разрыва силы распределены одинаково и симметрично. Задаваемые в условии задачи силы сцепления приложены у концов разрыва (трещины) на участке длиной  $d$ . Свойства величин  $d$  определяются отдельно и являются основной характеристикой в различных гипотезах и моделях трещин.

Для моделей хрупких тел, в которых отсутствует заметная пластическая деформация, производится экстраполяция линеаризированной теории упругости вплоть до концов поверхности разрыва перемещений. В этом случае полагают  $d = 0$ .

Для разрывов в упруго-пластических телах предложены схемы, в которых справедливы соотношения  $\frac{d}{l} \geq 1$ . В этом случае часть поверхности разрыва с размером  $d$  соответствует конечной тонкой пластической области, возникающей внутри тела.

В энергетических моделях, для которых  $d = 0$ , поверхностные силы сцепления на берегах трещины не вводятся. В этом случае учитывается расход энергии на разрыв в виде:  $\delta U_0 = \gamma \delta l$ , где  $\gamma$  — поверхностная энергия, а  $\delta l$  — возникающая площадь разрыва. В силовых моделях хрупкого разрушения, рассмотренных Г. И. Баренблаттом, С. И. Христиановичем [37, 33, 8, 7] и другими, рассматриваются условия, когда для упруго-пластических материалов  $d \neq 0$ .

Изложение современных теорий трещины хрупкого излома дано в [42], а критика некоторых концепций в [39—45]. В других теориях модель разрушения представляется как последовательный разрыв напряженных связей в теле вдоль трещины. Такие модели создаются с целью рассчитывать характеристики макроскопического процесса разрушения

тела и его кинетику по исходным данным о микроструктуре материалов.

В модели Л. Прандтля рассмотрены две упругие полосы, скрепленные по всей длине, исключая их концы, на длине  $d$  поперечными упругими связями, которые хрупко разрываются после достижения некоторого удлинения рассматриваемой системы. В этой системе возможны некоторые условия предельного равновесия под действием равномерно распределенных отрывающих усилий. Пользуясь гипотезой о зависимости разрушающего напряжения в отдельной связи от скорости ее деформирования, получили теорию роста трещин во времени и определили время разрушения тела [44].

В работе исследована полубесконечная трещина в бесконечном по размерам упругом теле с идеально хрупкими связями и установлено соответствие между микроскопическим и макроскопическим подходом к теории разрушения: описана кинетика распространения трещины в чисто флуктуационном случае и стационарное распространение трещины со скоростью, близкой к рэлеевской.

В работах Г. И. Баренблатта [39, 33, 37] рассмотрены модели трещины в предположении конечного значения напряжений в ее вершине и наличия сил сцепления между противоположными берегами трещины, которые действуют на участке  $d$ , от ее вершины [39] и распределены по некоторому закону  $\varphi(S)$ , где  $S$  — координата, отсчитываемая от вершины трещины. В концах каждой трещины выполняется условие конечности напряжений. Такой подход к описанию трещины хрупкого разрушения получил название силового в отличие от энергетического подхода, данного в работах Гриффитса — Ирвина.

Действие сил сцепления описывается одной константой материала, названной модулем сцепления [37] (см. формулу 4). В этих исследованиях [46] рассматривалась теория трещины и постановка нелинейной задачи об определении ее размера при данной нагрузке, развитие трещины при возрастании нагрузки и сформулирован силовой подход в теории трещин. Нелинейность задачи в этих теориях определяется тем, что положение конца трещины и формы нагруженной области тела зависит от действующей нагрузки. Силовой подход в этих решениях основан на концентрации сил сцепления конечной величины. Такое рассмотрение задачи развивалось и другими авторами [46].

По [46] для формулировки силового подхода к описанию роста трещины необходимо согласовать распределение напряжений в конце трещины с величиной конечной прочности материала, т. е. ввести в рассмотрение силы сцепления.

А. И. Ишлинский, сопоставляя энергетическое и силовое математическое рассмотрение развития трещины в твердом теле, рекомендует при выборе математической стороны явления распространения трещины учитывать, что числовые расчеты длины равновесных трещин в упругих телах приводят в обеих моделях практически к одинаковым результатам. Выбор одного из этих двух способов описания явления следует производить с учетом степени пригодности моделей для феноменологического исследования развития трещин в усложненных условиях, например, в случае тел несовершенной упругости, в которых затрата энергии собственно на развитие трещины может оказаться несравненно меньше необратимого расхода энергии на деформирование тела.

При установлении критериев разрушения энергетический и силовой подходы приводят к одинаковым результатам [47]. В частности, между модулем сцепления  $k$  и удельной поверхностной энергией  $\gamma$  и упругими постоянными материала установлена связь, даваемая формулой (5). Указывается, что преимущество силового подхода перед энергетическим обнаруживается при рассмотрении развития трещин хрупкого излома в вязко-упругих средах и при анализе кинетики развития трещин [48, 49].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Воробьев. Физические свойства ионных кристаллических диэлектриков. Изд. ТГУ, Томск, кн. I, 1960, кн. II, 1961.
2. А. А. Воробьев. Труды конференции по радиац. физике. Томск, ТПИ, 1967 г. в печати.
3. A. Griffith. Phil. Trans. Roy. Soc., A 221 (1920).
4. E. Orowan. Welding Journ. Res. Suppl. March, 1955.
5. G. Irwin. J. Appl. Mech. 24, № 3, 16 (1957).
6. Г. И. Баренблатт. ПММ, 23, в. 37, 181 (1959).
7. Г. И. Баренблатт. ПММ, 23, в. 4, 17 (1959).
8. Г. И. Баренблатт, Г. П. Черепанов. ПММ 25, в. 1, 16 (1961).
9. Т. А. Конторова, Я. И. Френкель. К теории пластической деформации и двойникования. ЖЭТФ, 1938, т. 8, в. 12, с. 1349.
10. В. Н. Рожанский. О механизме развития зародышевых трещин в кристаллах при их пластическом деформировании. ДАН СССР, 1958, т. 123, № 4, с. 648.
11. Л. М. Качанов. О кинетике роста трещин. ПММ, 1961, т. 25, в. 3, с. 498.
12. И. Г. Михайлов и др. Основы молекулярной акустики. Наука, М., 1964.
13. А. Деккер. Физика электротехнических материалов. М.—Л., 1962.
14. Р. И. Гарбер, И. А. Гиндин. Физика прочности кристаллических тел. УФН, 1960, т. 70, в. 1, с. 57.
15. В. Л. Инденбом, А. Н. Орлов. Физическая теория пластичности и прочности. УФН, 1962, т. 76, в. 3, с. 557.

16. Я. И. Френкель. Теория обратимых и необратимых трещин в твердых телах. ЖТФ, 1952, т. 22, в. 11, с. 1857.
17. В. Л. Инденбом. О критериях разрушения в дислокационных теориях прочности. ФТТ, 1961, т. 3, в. 7, с. 2071.
18. Г. Н. Баренблатт. ПММ, 22, в. 5, 48 (1959).
19. В. М. Финкель. Изв. вуз. «Черн. метал.», 2, 111 (1962).
20. Д. Жеффрисс. Земля, ее происхождение, история и строение. Изд. ИЛ, 1960, 49.
21. Сб. «Проблемы планетарной геологии». Госгеологотехиздат, М., 1963.
22. Г. Кольский. Волны напряжения в твердых телах. М., ИЛ, 1955.
23. R. Stoneley. Proc. Roy. Soc. A 106, 416 (1929).
24. A. Smekal. Nova Acta Leopoldina 11, 512, 1939.
25. A. Smekal. Phys. Zeit, 41, 475, 1940.
26. A. Smekal. Verh. Deutsch Phys. Ges., 3, № 23 (1942).
27. A. Smekal. Glastech. Ber., 23, 7 (1950).
28. H. Walnes. Zs. for. Phys., 114, 368 (1939).
29. R. Stoneley. Proc. Roy. Soc., A 232, 447 (1955).
30. Н. Н. Давиденков, Г. Н. Чучман. Исследования по пожаропрочным сталям. Т. 2, Изд. АН СССР, 1957, Москва.
31. Е. М. Морозов, Я. Б. Фридман. Заводская лабор., № 8, 977 (1966).
32. В. И. Лихтман, Е. Д. Шукин. Физико-химические явления при деформации металлов. УФН, 1958, 66, в. (2), 213.
33. С. А. Христианович. Исследования механизма гидравлического разрыва пласта. Тр. ин-та геологии и разраб. горюч. ископ. 1960, 2.
34. М. И. Койфман и др. Прочность горных пород в объемном напряженном состоянии. «Наука», М., 1964.
35. В. В. Зубков. Краткий курс общей петрографии. М., 1962.
36. А. А. Агроскин. Физические свойства угля. М., 1961.
37. Ю. П. Желтов, С. А. Христианович. О гидравлическом разрыве нефтеносного пласта. Изв. АН СССР, ОТН, 5, 3 (1955).
38. В. И. Жарков. Физика ядра Земли. Механ. свойства и вязкость. Изв. АН СССР, сер. геоф. 11, 1553 (1960).
39. Г. И. Баренблатт. МФТТ 6, 153 (1968).
40. Е. М. Морозов, В. З. Партон. МТТ, 6, 147 (1968).
41. Л. И. Седов. МТТ, 6, 164 (1968).
42. Л. И. Седов. Механика сплошной среды. Ч. IV, Изд. МГУ, 1968, Москва.
43. Г. И. Баренблатт. МТТ, 6, 153 (1968).
44. В. М. Ентов, Р. Л. Салганик. МТТ, 6, 85 (1968).
45. А. И. Ишлинский. МТТ, 6, 168, 1968.
46. Г. И. Баренблатт. Изв. АН СССР, ОТН, 9, 16 (1956).
47. Г. И. Баренблатт. МТТ, 23, в. (3—5), (1959).
48. Г. И. Баренблатт, В. М. Ентов, Р. Л. Салганик. МТТ (5—6), (1966).
49. Г. И. Баренблатт, В. М. Ентов, Р. Л. Салганик. МТТ, 1—2 (1967).

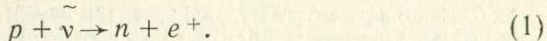
## § 10. ЯДЕРНО-АТОМНАЯ ГИПОТЕЗА СТАРЕНИЯ И РАЗРУШЕНИЯ МАТЕРИАЛОВ

Процесс накопления дефектов, нарушений структуры, ее повреждения и разрушения рассмотрен также в работе [1].

Предложена следующая схема образования, накопления дефектов, возникновения нарушений и повреждений струк-

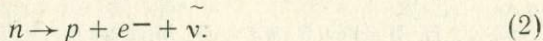
туры [1], исходящая из предположения, что концентрация точечных дефектов в минералах и горных породах не уменьшается с течением времени. Наоборот, концентрация точечных дефектов в кристалле возрастает с течением времени. Такой процесс объяснен тем, что в решетке вследствие ядерных процессов образуются новые инородные атомы, в связи с чем возникают новые вакансии и межузельные атомы. Возникновение инородных атомов в решетке может происходить вследствие захвата космических нейтронов или протонов ядрами атомов решетки. Захваченный нейтрон либо остается в ядре атома, либо может превратиться в протон. В первом случае атом, захвативший нейтрон, становится более тяжелым изотопом того же элемента. Превращение нейтрона в протон сопровождается превращением ядра атома в ядро атома другого элемента с порядковым номером на единицу больше. Превращение ядра сопровождается перестройкой электронных оболочек и изменением валентности атома. Изменение валентности атома изменяет его энергию связи с соседями, что может сопровождаться выходом атома из узла решетки. Рассматриваемый процесс приводит к появлению в межузлиях или узлах решетки инородных атомов, т. е. к возникновению точечных дефектов в решетке.

Нейтроны, участвующие в рассматриваемом процессе образования дефектов, образуются в результате взаимодействия протонов и антинейтрино, имеющих в космическом пространстве. Мировое пространство заполнено водородом, плотность которого повышается вблизи больших космических масс — звезд, планет и проч. При  $\beta$ -распаде ядер атомов излучаются антинейтрино, заполняющие мировое пространство с определенной плотностью. Взаимодействие антинейтрино и протонов происходит согласно уравнению:



Плотность образовавшихся нейтронов в мировом пространстве будет повышена тоже и вблизи больших масс.

Нейтроны распадаются в результате следующей реакции:



При этой реакции также возникают протоны и антинейтрино, которые могут участвовать в реакции (1). Нейтроны, образовавшиеся по реакции (1), могут захватываться ядрами атомов и образуют атомы новых химических элементов или соединений.

В результате рассматриваемых ядерных процессов в решетке повышается концентрация вакансий и межузельных атомов. Предполагается, что последние имеют более высокую подвижность, чем вакансии. Они движутся в решетке, анни-

гилируют с вакансиями или захватываются полями напряжений дислокаций, или же, в конце концов, испаряются с поверхности кристалла. Поэтому концентрация межузельных атомов остается незначительной. Концентрация вакансий в решетке нарастает в результате непрерывного образования новых инородных атомов.

Нарастание концентрации вакансий и повышение градиента концентраций сопровождается увеличением их подвижности, приводящим к слиянию вакансий в пары, что сопровождается понижением концентрации вакансий.

Геометрическая форма полости, растущей в кристаллах, облучаемых в ядерном реакторе, определяется требованиями устойчивости, т. е. минимума свободной энергии системы, т. е. минимума поверхностной энергии пары.

Явления образования пор в щелочногалоидных кристаллах при облучении в ядерном реакторе описано [2].

В кристаллах возможно несколько разных форм полостей, отвечающих минимуму свободной энергии, но основными из них являются однослойная полость, образованная вакансиями, расположенными в одной узловой плоскости, и полость, имеющая форму антикристалла [1].

При образовании однослойной полости в ионном кристалле, имеющем линейную дислокацию, боковые плоскости будут заполнены ионами одного знака. Вследствие поверхностного натяжения кристалл в целом испытывает действие сил сжатия и внутреннее давление. Это давление делает положение полости неустойчивым. Действие сил в направлениях, указанных стрелками, сопровождается сдвигом и возникновением сил притяжений между частицами, направленными вдоль линий штриховки. Под действием этих сил боковые полости сблизятся на расстояние, равное параметру решетки, и образуют сдвиг, также равный параметру решетки. В результате образования однослойной полости возникает краевая дислокация. Деформация сдвига является средством перехода полости к состоянию, соответствующему наиболее глубокому минимуму ее свободной (поверхностной) энергии.

Исходной же причиной образования краевой дислокации являются ядерные превращения в результате захвата ядер нейтронов из мирового пространства.

Предполагается, что однослойная полость может образоваться в любом кристалле. Узловые плоскости решетки, ограничивающие однослойную полость, притягиваются одна к другой, так как расстояния между частицами, расположенными в этих плоскостях, больше параметра решетки. Вследствие этого обе боковые плоскости прогибаются и приближаются друг к другу на расстояние, равное параметру решетки. При таком положении боковых плоскостей свобод-

ная энергия полости достигает глубокого минимума, сама плоскость, превратившаяся в замкнутую кольцевую линейную полость, приобретает высокую стабильность. Такие полости, наблюдаемые в кристаллах разных систем, называются кольцевыми дислокациями.

Работами [3] и др. показано образование в кристаллах из вакансий пор в виде антикристаллов. Согласно правилу Гиббса — Кюри — Вульфа при нормальных условиях образования и роста кристалл принимает форму, при которой его свободная (поверхностная) энергия при данном объеме является минимальной. Это положение распространяют и на антикристаллы, если они пустые. Когда полость заполнена раствором, то минимум свободной энергии может достигаться при форме полости, отличной от антикристалла [4].

Захват нейтронов ядрами атомов и образование дефектов решетки не зависят от физического состояния тела и условий, в которых оно находится.

Дефекты структуры в естественных условиях пребывания тела образуются непрерывно. Накопление концентрации дефектов должно сопровождаться известными изменениями свойств тел. Например, накопление дислокаций и их атмосфер Коттрелла сопровождается повышением твердости и прочности тел и уменьшением их пластичности.

Аморфные структуры отличаются от кристаллических наличием только ближнего порядка, когда около каждой частицы располагается определенное число частиц, характерное для некоторой структуры. Аморфные тела включают в себя также и кристаллические включения — кристаллиты, в которых имеется и дальний порядок в расположении атомов, присущий монокристаллам.

Учитывая наличие ближнего порядка в аморфных структурах, можно говорить об его нарушении, когда один из атомов оставляет этот порядок и переходит со своего места в структуре, оставляя вакансию. Так же, как и в кристаллических структурах, вакансии в аморфных структурах создают поля напряжений, которые взаимодействуют с полями других дефектов. Вакансии в аморфных структурах при определенных условиях взаимодействия могут сливаться и образовывать поры [5].

Отсутствие дальнего порядка в аморфной структуре ограничивает размеры этих полостей, образующих микротрещины. В кристаллитах возможно образование дислокаций и зарождение микротрещин на границах зерен. В аморфной фазе вследствие процесса образования и накопления точечных дефектов с участием нейтронов из космического пространства может происходить накопление микротрещин.

Вследствие наличия дальнего порядка в кристаллах полости могут расти и превращаться в дислокации. Поэтому в кристаллической фазе концентрация микротрещин будет небольшой.

В аморфных структурах вероятность слияния микротрещин всегда очень мала, поэтому их концентрация возрастает со временем. По предположению [1] реологические свойства кристаллов определяются в основном дислокациями, а реологические свойства аморфных тел — их микротрещиноватостью [1]. Следствием скопления вакансий и зарождения микропор и микротрещин, образующихся главным образом в аморфных телах, является хрупкое разрушение аморфных тел, как это описано в теории Гриффитса.

В работе [1] приводится вариант изложения теории Гриффитса применительно к аморфной структуре с высокой концентрацией скопления вакансий, образовавших микротрещины при условии, что растяжение тела производится перпендикулярно плоскостям однослойной полости.

У вершины микротрещины возникает концентрация напряжений, величина напряжения вычисляется по приближенной формуле

$$\sigma_k = 2\sigma \sqrt{\frac{l}{R}}, \quad (8)$$

где  $\sigma$  — среднее напряжение в теле,

$l$  — длина трещины,

$R$  — радиус кривизны у вершины трещины.

Самопроизвольный рост трещины будет происходить тогда, когда  $\sigma_k = P_1$  пределу прочности структуры. При этом будет расти поверхностная энергия на стенках трещины за счет освобождаемой энергии упругой деформации в твердом теле. Значение поверхностной энергии трещины длиной  $l$ , шириной  $h$  составляет  $2\alpha \cdot lh$ , где  $\alpha$  — коэффициент поверхностного натяжения.

По теории Гриффитса следует, что зародышевая трещина образуется с затратой энергии упругой деформации в объеме, равном объему трещины  $lh\alpha$ , т. е. величиной  $\frac{\sigma^2}{2E} lh\alpha$ ,

где  $E$  — модуль Юнга.

Из условия сохранения энергии имеем

$$2\alpha lh = \frac{\sigma^2}{2E} lh\alpha. \quad (9)$$

По данным [1], микротрещины существуют и до приложения внешних сил, и возникновения напряжений в теле. Поэтому равенство (9) справедливо для состояния самопроизвольного роста трещины и начала хрупкого разрушения тел,

т. е. при напряжениях, близких к разрушающим. Из (9) получаем выражение для определения  $\sigma_k$ , при котором начинается самопроизвольный рост трещины в виде:

$$\sigma_k = 2 \sqrt{\frac{E\alpha}{a}}. \quad (10)$$

Величина  $\sigma$  имеет значение разрушающего напряжения, а  $\sigma$  достигает предела прочности тела  $P_1$ . Поэтому можно записать:

$$2P_1 \sqrt{\frac{l}{R}} = 2 \sqrt{\frac{\alpha E}{a}}. \quad (11)$$

Отсюда измеряемый предел прочности тела на растяжение:

$$P_1 = \sqrt{\frac{\alpha E}{a} \cdot \frac{\kappa}{l}}. \quad (12)$$

В выражение (12) входят параметр решетки  $a$  и радиус кривизны края микротрещины  $R$ .

Когда микротрещина образуется при коагуляции вакансий, то можно считать, что  $R = a$ , при этом  $P_1 = \sqrt{\frac{\alpha E}{l}}$ , содержащее макроскопически определяемые величины.

Разрушение тела происходит при сравнительно малом значении  $P_1$ , лежащем в пределах упругих деформаций, поэтому разрушение является хрупким.

Рассмотренный процесс накопления микротрещин свойствен, главным образом, аморфным структурам, поэтому и хрупкое разрушение должно быть, главным образом, связано с аморфными телами, что удовлетворительно согласуется с опытом.

С течением времени в аморфных телах накапливаются трещины. Прочность тел должна снижаться. Они становятся более хрупкими. Хрупкое разрушение в кристаллических телах будет развиваться в случае, когда дислокации в них обладают очень плотными атмосферами Коттрелла, будут сильно заторможены и не могут перемещаться.

Следствием процесса непрерывного образования и накопления дефектов структуры независимо от причины, их вызывающей, должна быть неустойчивость тел под действием постоянной нагрузки.

Тела, находящиеся под постоянной нагрузкой и напряжением  $\sigma$ , разрушаются по истечении некоторого времени  $\tau$ .

Разрушение тела происходит вследствие возникновения и развития в нем микротрещин.

С ростом длины трещины  $l$  понижается предел прочности  $P_1$  (12) тела, который может стать меньше заданного напряжения, что и приводит к разрушению тела. Отсюда можно

сделать вывод, что каждое тело обладает некоторой долговечностью  $\tau$  под нагрузкой  $\sigma$  [6—2].

Долговечность  $\tau$  тел под нагрузкой уменьшается с повышением температуры  $T$  и напряжения  $\sigma$ . Такая закономерность, вероятно, определяется увеличением подвижности вакансий при высоких напряжениях, вследствие чего повышается скорость роста трещин. Повышение температуры сопровождается возрастанием равновесной концентрации вакансий, их подвижности, а следовательно, и скорости формирования трещины излома.

Изменение долговечности при разных нагрузках и температурах изучено экспериментально на большом числе материалов и условий измерения.

Если бы процессы протекали только в одном направлении, а именно в направлении образования дефектов структуры как следствия захвата нейтронов ядрами атомов, то наблюдалось бы со временем повышение концентрации дислокаций и точечных дефектов в аморфных структурах. Такие нарушения структуры обуславливали бы направленное изменение многих структурно-чувствительных свойств тел и, в частности, наблюдалось бы упрочнение и повышение хрупкости и уменьшение пластичности тел. Однако в естественных условиях, кроме процессов образования дефектов, наблюдаются и процессы их залечивания. Эти явления рассмотрены в работах [3, 4, 5].

Состояние структуры тела определяется скоростью прямых и обратных процессов и других одновременно, т. е. скоростью протекания процесса нарушения структуры и отдыха. Такое рассмотрение структурно-чувствительных механических свойств тел было дано в работах В. Д. Кузнецова, М. А. Большаниной, Н. Н. Давиденкова и др. [10].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. П. И. Воронов. Происхождение и эволюция дефектов в твердых телах. Сб. «Физика горных пород и процессов». М., «Недра», 1967.
2. Б. В. Будылин, Ю. Ф. Козлов. ФТТ, 6, 1573 (1964).
3. Я. Е. Гегузин. Макроскопические дефекты в металлах. ГНИТЛ по черной металлургии. М., 1962.
4. В. Д. Кузнецов. Кристаллы и кристаллизация. М., ГНТТЛ, 1954. стр. 201.
5. Я. Е. Гегузин. Физика спекания. Изд. «Наука», М., 1967.
6. Я. Е. Гегузин, В. И. Солунский. ФТТ, 10, в. 12, 3670 (1968).
6. Б. Я. Пинес. УФН, 76, 519 (1962).
7. Л. М. Качанов. О времени разрушения в условиях ползучести. Известия АН СССР, ОТН, Мех-ка и маш-не, в. 5, 88 (1960).
8. С. Н. Журков, Э. Е. Томашевский. Микроскопическое изучение роста трещин при разрыве. ЖТФ, 27, в. 6, 1248 (1957).
9. С. Н. Журков, Б. Н. Нарзуллаев. Временная зависимость прочности твердых тел. ЖТФ, 23, в. 10, 1677 (1953).
10. В. Д. Кузнецов. Физика твердого тела. Т. II, Томск, Изд. «Красное Знамя», 1941.

## § 11. ХЛАДНОЛОМКОСТЬ МАТЕРИАЛОВ

Хрупкое разрушение и хладноломкость наблюдаются у материалов с объемноцентрированной кристаллической решеткой, например, стали при понижении температуры.

Для хрупкого разрушения вообще и хладноломкости, в частности, наблюдаются характерные черты автокаталитического процесса, черты цепной, лавинообразно нарастающей реакции.

Основные характерные особенности хрупкого разрушения называют следующие [1]: а) резкое скачкообразное уменьшение работы разрушения в узком температурном интервале, б) отсутствие в этом интервале температур каких-либо особых точек на кривых свойство—температура, в) малая скорость образования трещины на первых стадиях разрушения, г) большие скорости распространения трещин в конечной стадии хрупкого разрушения, достигающие в стекле значения 2100 м/сек, а металле около 1000 м/сек, д) повышение хрупкости с ростом размеров тела, т. е. существование масштабного фактора.

Эти особенности хрупкого разрушения удовлетворительно согласуются с предположением, что рост трещин сопровождается освобождением энергии упруго деформированного разрушаемого материала, что способствует ее дальнейшему прорастанию.

Такая гипотеза получила также удачное применение для объяснения явления землетрясения еще в начале нашего столетия и успешно развивается в настоящее время.

Принято считать, что хрупкое разрушение материала может возникнуть в результате концентрации напряжений либо в результате скольжения [1], либо двойникования при пластической деформации, которая предшествовала разрушению [3].

Предполагается, что трещина возникает, когда напряжение сдвига по действующей плоскости скольжения или двойникования, т. е. вдоль растущего двойника, достигает значения величины истинного напряжения разрушения  $\sigma_{bn}$  раньше, чем произойдет понижение напряжения вследствие дальнейшей пластической деформации, например, в соседнем зерне II.

Условия хрупкого разрушения записываются, например, по [4] в виде

$$\int_0^t W_{T_x} d\tau = \frac{1}{N_0}, \quad (1)$$

где  $W_{T_x}$  — эффективная вероятность движения двойникующих дислокаций или дислокаций скольжения в направлении действия напряжения в плоскости скольжения, определенная при температуре  $T_x$  хладноломкости тела.

Интегрирование производится от начала нагружения до момента  $t$ , соответствующего моменту раскрытия трещины. Скорость деформирования  $\epsilon$ , которую в определенных пределах скоростей принимают равной скорости нагружения, принимается в расчете постоянной. Величина  $N_0$  представляет собой число источников, находящихся на некотором расстоянии от скопления, которые могут генерировать дислокации под действием возникшего напряжения, обуславливающего раскрытие трещины.

В теории [4] предполагается, что движение дислокаций может начинаться в поле приложенных напряжений сдвига с помощью термической активации процесса. Высота и ширина потенциального барьера, преодолеваемого при этом, связана с физическими процессами сопротивления скольжению, в том числе с барьерами Пайерлса, с пересечением дислокаций, с преодолением примесных атмосфер, границ зерен и др.

Решение уравнения (1) хрупкого разрушения при названных условиях позволило определить температуру хрупкого разрушения — хладноломкости тела в виде [5]

$$T_x = \frac{U_0 - 0,25VKl^{-0,5}}{K \ln \left[ \frac{N}{\epsilon} \left( \frac{l}{d} \right)^{0,5} \right]} \quad (2)$$

Здесь  $d$  — размер зерна,  
 $l$  — размер блоков,  
 $k$  — коэффициент для истинного значения разрушающего напряжения

$$\sigma_{\text{внеш}} = \sigma_0 + Kd^{-0,5}, \quad (3)$$

где  $\sigma_{\text{внеш}}$  — напряжение сдвига от внешней нагрузки.

Для случая, когда хрупкое разрушение определяется предшествующей деформацией сдвига можно записать выражение температуры хладноломкости  $T_x^c$  в виде

$$T_x^{c,g} = \frac{\sigma_{\text{ис}}^{c,g} - 0,25VKl^{-0,5}}{\frac{K}{V^c} \ln \left[ \frac{N^{c,g}}{\epsilon} \cdot \left( \frac{l}{d} \right)^{0,5} \right]}, \quad (4)$$

где значок «с» означает хладноломкость при сдвиге. Аналогичное выражение для хладноломкости при двойниковании будет иметь обозначение со знаком  $g$ .

Согласно приведенной теории и экспериментальным данным температура  $T_x$  перехода тела в хрупкое состояние зависит указанным в формуле (4) образом от скорости деформации  $\dot{\epsilon}$ , размера зерна  $d$  и блоков  $l$ , т. е. структуры и сопротивления движению дислокаций при температуре абсолютного нуля [ $\sigma_s(0)$ ]; для монокристалла с решеткой ОЦК, сопротивление движению дислокаций при скольжении (сдвиге)  $\sigma_{sm}^c$  и двойниковании  $\sigma_{sm}^g$  по [5] записывается в виде

$$\sigma_{sm}^c = \sigma_n^c + \sum \sigma_{np}^c + \sigma_{\Delta}^c, \quad (5)$$

$$\sigma_{sm}^g = \sigma_n^g + \sum \sigma_{np}^g + \sigma_{\Delta}^g + \sigma_g,$$

где  $\sigma_n$  — напряжение по Пайерлсу,

$\sum \sigma_{np}$  — суммарное торможение со стороны атмосфер примесей элементов внедрения,

$\sigma_{\Delta}$  — сопротивление дислокаций,

$\sigma_g$  — сопротивление, связанное с энергией дефекта упаковки.

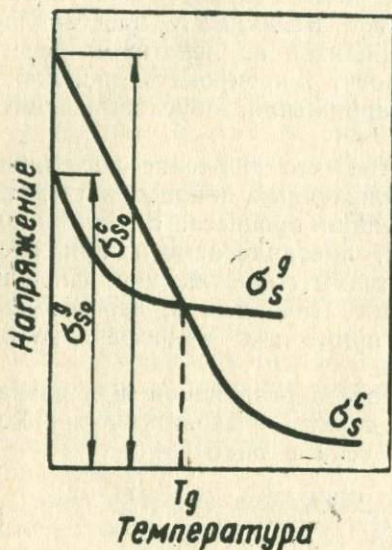


Рис. 1. Зависимость критического напряжения сдвига при деформации скольжением ( $\sigma_s^c$ ) и двойникованием ( $\sigma_s^D$ ) от температуры по [5]

т. е.  $\sigma_g$  смещать температуру  $T_g$  (двойникования) перехода от двойникования к скольжению и обратно.

Из условий (5) следует, что сопротивление движению дислокаций определяется концентрацией дислокаций, химической природой и концентрацией внедренных элементов примесей в решетке, силами по Пайерлсу и, следовательно, физической природой и величиной сил межатомной связи. Выводы теории о зависимости температуры хладноломкости от скорости деформации  $\dot{\epsilon}$ , содержания примесей и структуры тела имеют удовлетворительное экспериментальное подтверждение на большом числе металлов. Зависимость температуры хладноломкости  $T_x$  от скорости нагружения и темпе-

Зависимости величин  $\sigma_s^g$  и  $\sigma_s^c$  от температуры имеют разный ход. Они пересекаются, как это схематически показано на рис. 1. Поэтому возможно изменением энергии дефекта упаковки,

ратуры может явиться основой теории хрупкого излома материалов.

Если происходит смена механизма деформации путем перехода от деформации скольжения к двойникованию, то  $\sigma_{os}^g < \sigma_{os}^c$ . Из уравнения (4) и из рис. 1 следует тогда, что при прочих равных условиях  $T$  должна значительно понизиться. Для смены механизма деформации и смещения хрупкого излома в другую область температур существенно важно сдвинуть температуру двойникования.

Температура  $T_g$  зависит от энергии дефекта упаковки. Эта энергия велика в гомеоплярных кристаллах и понижается при введении примесей элементов VII и VIII групп периодической системы, например, при введении в сталь примесей Сг, Mg, и W<sub>1</sub> [5]. Уменьшение энергии дефекта упаковки повышает температуру хладноломкости  $T_x$ .

Упрочнение сплава при введении легирующих примесей и вызванное упрочнением смещение кривой  $\sigma_s^c = f(t^c)$  в область более высоких температур сопровождается смещением  $T_g$  в область более высоких температур, как это дано, например, на рис. 2, где представлена зависимость  $T_{x1}$  от содержания Сг в железе кривая 1 и кривая 2 —  $T_g$ , соответственно сплошной линией и черными кружками для деформации двойникования, а пунктирная линия и светлые кружки для деформации скольжением [6]. Введение Fe в Cs сопровождается упрочнением твердого раствора, повышением сопротивления движению дислокаций, т. е. величины  $\sigma_{os}^c$  и повышению  $T_x$ .

При содержании около 30 ат% Fe оказывается  $T_g > T_x$ . В этом случае трещина хрупкого излома возникает в результате прелествующей деформации двойникования и согласно уравнениям (4) для  $T_x$  происходит понижение температуры хладноломкости. Аналогичные зависимости наблюдались для сплавов Mo — Re, W — Re.

Образование твердых растворов внедрения при введении, например в Mo, W, Сг, водорода, кислорода, азота и углерода сопровождается изменением  $T_x$ . Очистка металлов от внедренных атомов примесей сопровождается понижением  $T_x$  температуры хладноломкости материала. Уменьшение размеров зерен и блоков субструктуры затрудняет развитие трещин хрупкого излома по границам зерен и понижает  $T_x$  (формула (4)).

Растяжение материалов при температурах ниже температуры хладноломкости позволяет тормозить сдвиг и пластическую деформацию и осуществлять хрупкий излом при малых скоростях нагружения [7].

Из результатов испытания при температурах сталей и сплавов цветных металлов вплоть до температуры жидкого азота и жидкого водорода сделаны следующие выводы [7]. Металлы, обладающие большой пластичностью при комнатной температуре, сохраняют ее и при  $-196^{\circ}\text{C}$ . При температуре  $-253^{\circ}\text{C}$  некоторые из этих металлов начинают разрушаться в области упругой или весьма малой пластической деформаций. Металлы менее пластичные при комнатной температуре имеют хрупкий излом уже при температуре  $-196^{\circ}\text{C}$ . Металлы хрупкие при комнатной температуре испытывают хрупкий излом и при температуре  $-253^{\circ}\text{C}$  [7].

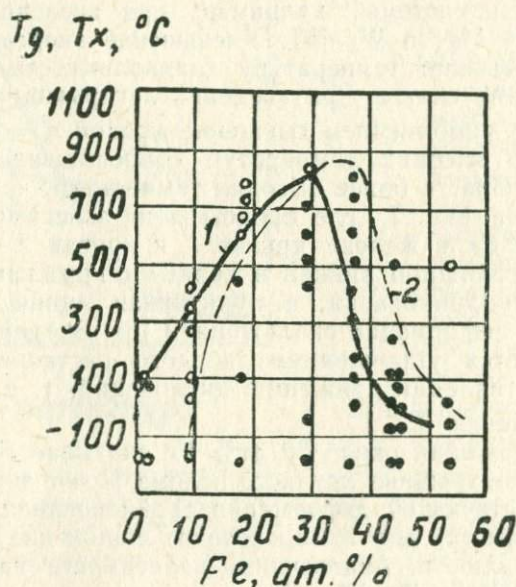


Рис. 2. Зависимость температуры хладноломкости  $T_x$  (1) и температуры изменения механизма деформации  $T_g$  (2) от состава в системе Cr—Fe  
 —○—○— деформация скольжением,  
 —●—●— деформация двойникованием по [5]

Пластичность аустенитных структур и сплавов твердых металлов при охлаждении их до  $-253^{\circ}\text{C}$  уменьшается мало. Чувствительность металлов к увеличению сопротивления сдвигу при снижении температуры  $T_s$  зависит от величины

этого сопротивления при комнатной температуре  $\sigma_s$ . На рис. 3 представлена зависимость

$$\frac{\sigma_{st}}{\sigma_s} = f(t),$$

где  $\sigma_{st}$  и  $\sigma_s$  — пределы текучести при температуре опыта и комнатной.

Чем меньшим сопротивлением сдвигу  $\sigma_s$  обладает сталь при комнатной температуре, тем больше изменяется сопротивление сдвигу при низкой температуре. Если у стали с  $\sigma_s = 140-180 \text{ кг/мм}^2$  при температуре  $-196^\circ$  значение  $\sigma_s$  изменяется на 10—20%, то у армо-железа это изменение составляет  $> 400\%$ .

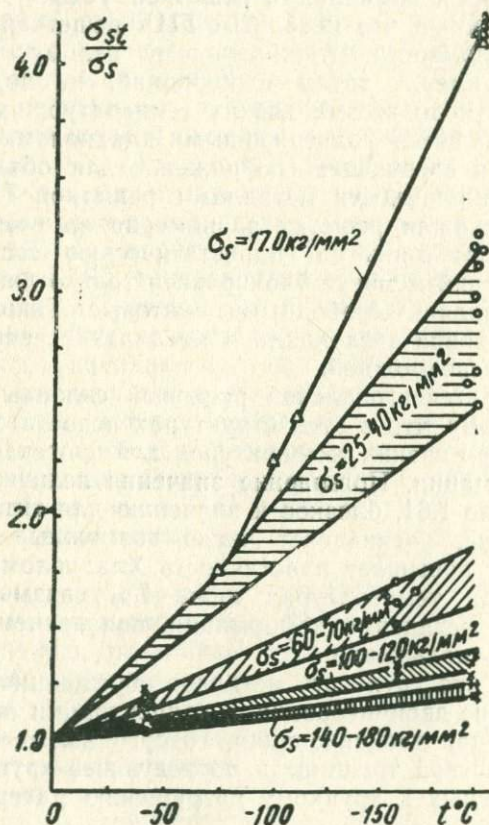


Рис. 3. Представлена зависимость

$$\frac{\sigma_{st}}{\sigma_s} = f(t)$$

для сталей разной прочности по [7]

При испытании в жидком водороде аустенитной прочной стали начало пластической деформации сопровождается появлением скачков, и плавная кривая напряжение — деформация становится ломаной линией. Одновременно при нагружении слышны характерные для двойникования потрескивания. Таким образом, характер пластической деформации в области низких температур меняется. Вместо скольжения, пластической деформации и вязкого излома происходит двойникование и хрупкий излом.

Из рассмотрения температурного хода предела текучести следует, что сильное повышение его значения с понижением температуры наблюдается для металлов и сплавов с решеткой ОЦК, меньше в металлах с гексагональной решеткой и незначительное в металлах с решеткой ГЦК.

Известно также, что металлы с ГЦК решеткой не подвержены хладноломкости, т. е. хрупкому излому. Чистые металлы, например, титан и цирконий, не подверженные хладноломкости до весьма низких температур, при введении примесей становятся подверженными хладноломкости.

Приводится следующее соображение для объяснения отсутствия хладноломкости металлов с решеткой ГЦК. Атомы внедрения, искажая решетку равномерно во всех направлениях, действуют лишь на гидростатическую составляющую поля напряжений и могут блокировать только линейные дислокации, оставляя свободными винтовые. Таким образом, полная блокировка дислокаций в металлах с решеткой ГЦК оказывается невозможной.

Металлы с гексагональной решеткой склонны к хладноломкости потому, что в этих структурах недостаточно систем скольжения при низких температурах для протекания пластической деформации. Повышение значения величины отношения осей  $c/a$  до 1,61, близкое к значению для титана за счет добавки лития, увеличивает число возможных плоскостей скольжения и повышает пластичность. Хладноломкость, хрупкий излом при температурах ниже  $T_{кр}$  связывают также с изменением механизма деформации, появлением двойникования вместо скольжения.

Возможно, что хрупкость металлов обуславливает не само по себе явление двойникования, а концентрации напряжений, возникающие при двойниковании, которые вызывают образование зародышевой трещины и последующее хрупкое разрушение в склонных к хрупкому разрушению материалах [8].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. М. Финкель. Изв. Минвуз СССР. Черн. металлургия, 2, 111 (1962).
2. A. N. Stroh. Adv. Phys., 6, 418 (1957).

3. A. N. Stroh. Proc. Roy. Soc., A223, 1154 (1954).
4. А. Г. Орлов, Л. М. Утевский. ФММ, 16, в. 4, 617 (1963).
5. Ю. В. Мильман, В. Н. Трефилов. ДАН СССР, 153, 4, 824, 1963.
6. В. Н. Трефилов. Природа хрупк. разруш. металл., Киев, изд. «Наукова думка», 1965, стр. 22.
7. Ю. В. Мильман, А. П. Рачек, В. Н. Трефилов. В сб.: «Вопросы физ. мат. и металлостроения». Киев, «Наукова думка», 1964, 20, 3.
8. Г. В. Ужик. Изв. АН СССР, ОТН, № 1, 57 (1955).
9. В. И. Саррак. УФН, 67, в. 2, 339 1959.

## § 12. ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ НА СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТРЕЩИНЫ В КРИСТАЛЛЕ

Мерой сопротивления материала распространению в нем трещин излома является значение энергии связи между частицами, а мерой, определяющей скорость распространения излома, является значение поглощаемой энергии при прохождении ударных волн через тело [1].

Обе эти величины, т. е. энергия связи между частицами и значение поглощенной энергии изменяются с повышением температуры. Наличие такой зависимости обуславливает зависимость скорости распространения трещины от температуры. С повышением температуры понижается энергия связи между частицами и растет значение поглощаемой энергии.

По данным [2], сопротивление удару ионных кристаллов различного состава зависит от температуры. Выше некоторой температуры, значение которой зависит от скорости деформации, кристаллы начинают поглощать большое количество энергии, перед тем как они раскалываются на отдельные куски.

В стержнях, которые ударялись о наковальню с такой скоростью, что наибольшая скорость деформации составляла  $40 \text{ сек}^{-1}$ , аномально большое поглощение энергии начиналось при температурах выше  $T_1^\circ\text{C}$ , представленных в табл. 1,  $T_{\text{пл}}$  — температура плавления кристалла.

Таблица 1

Кристалл	$T_1^\circ\text{C}$	$T_1/T_{\text{пл}}$
MgO	1700	0,7
LiF	400	0,6
NaCl	270	0,6

Вероятно, температуру  $T_1^\circ\text{C}$  можно рассматривать как граничную, разделяющую область хрупкого излома (низкие температуры) и вязкого, при данных условиях нагружения. Соответственно граничную температуру  $T_1$  можно назвать температурой хладноломкости. Интересным является то, что значения температур  $T_1$  для ионных кристаллов оказались весьма высокими. Для кристаллов MgO, LiF и NaCl температура хладноломкости по сравнению с металлами оказалась очень высокой. Главной причиной повы-

шения вязкости кристаллов с ростом температуры является увеличение подвижности дислокации или уменьшение предела текучести кристалла.

В работе [3] показано, что скорость зародышевой трещины при хрупком или квазихрупком разрушении изменяется так, как это дано на рис. 1, где  $V$  — отношение абсолютной скорости роста трещины к ее максимально возможному значению,  $\Theta$  — некоторая нелинейная функция температуры, которая изменяется в том же направлении, что и температура,

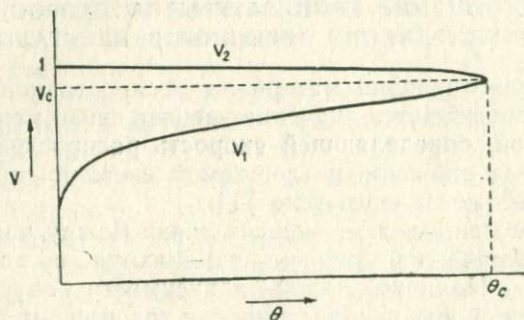


Рис. 1

При значениях  $\Theta > \Theta_c$ , где  $\Theta_c$  — температура хладноломкости, условия хрупкого разрушения не выполняются, и разрушение всегда будет вязким, а при  $\Theta < \Theta_c$  — хрупким. Исходя из соображений стабильности растущей трещины, показано, что скорость ее роста при  $\Theta < \Theta_c$ , т. е. в области хрупкого излома должна меняться по кривой  $V_2$  и принимать высокие значения.

Физически это означает, что в области температур хрупкого излома  $\Theta < \Theta_c$  время, в течение которого расположенные по пути движения трещины дислокационные источники нагружаются полем напряжений растущей трещины, оказывается существенно меньшим, чем время ожидания их старта. При таких условиях релаксации напряжений у растущей трещины не происходит, ее рост не сопровождается пластической деформацией соседних областей, поверхностная энергия трещины принимает минимальное значение  $10^3$  эрг/см<sup>2</sup>, и разрушение является хрупким. При  $\Theta > \Theta_c$  время ожидания старта должно быть меньше времени нагружения, и разрушение переходит в вязкое.

В исследованиях [4] измерялась температура, при которой происходила остановка трещины хрупкого разрушения. Температура остановки распространения хрупкой трещины в остальной плите при высоком уровне напряжения не зависела от напряжения. Начиная с некоторого напряжения, тем-

пература остановки трещины с понижением напряжения линейно уменьшилась.

Трещина не может распространяться при напряжении ниже некоторого минимального, величина которого ниже предела текучести.

Это явление получило следующее объяснение. Плоскость спайности содержит дислокации, и когда трещина пересекает винтовую дислокацию, на плоскости скола образуется ступенька. Образование ступенек увеличивает площадь поверхности излома и величину поверхностной энергии. Если концентрация дислокаций составляет  $n$ , то поверхностная энергия увеличивается на  $1/2 n c^2 a_0 \gamma$ . Прибавляя это выражение полной энергии образования трещины, получаем, что напряжение, необходимое для роста большой трещины, при  $n \approx 10^{10} \text{ см}^{-2}$  составит около  $6,3 \text{ кг/мм}^2$ . Такая пороговая величина примерно и наблюдалась экспериментально в [4].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Дж. Гилман. УФН, 80, в. 3, 455 (1963).
2. T. L. Johnston, R. I. Stokes, C. H. Li. J. Metals, 11, 66 (1959).
3. A. N. Stroh. J. of Mechanica a Physica of Solids, 8, 119 (1960).
4. T. I. Robertsona. Iron and Stal. Inst., 175, 361 (1953).

#### § 13. КРИТИЧЕСКАЯ ТЕМПЕРАТУРА ХРУПКОСТИ (ХЛАДНОЛОМКОСТИ)

Экспериментально определяемые значения ударной вязкости образцов материала в зоне рассеяния распределяются около двух уровней вязкого и хрупкого изломов, как дано на рис. 1 [1], где представлена гистограмма распределения значений ударной вязкости [2].

Распределение значений прочности на рис. 1 свидетельствует о том, что при определенных условиях испытания (температура и скорость нагружения) возможны и хрупкий, и вязкий изломы образца. По атомной теории разрушения хрупкий излом наступает, если сохраняется блокировка дислокаций.

Для освобождения заблокированной дислокации затрачивается энергия активации процесса, величина которой зависит от напряжения  $\sigma$ , действующего на дислокацию. Вероятность освобождения дислокации в единицу времени определяется выражением

$$v^{\text{exp}} [-U(\sigma)/kT], \quad (1)$$

где  $v$  — постоянная, имеющая размерность частоты по активационной теории. Среднее время, протекающее между актами освобождения дислокации, составит:

$$t = \left( \frac{1}{v} \right) \exp \left[ \frac{U(\sigma)}{kT} \right]. \quad (2)$$

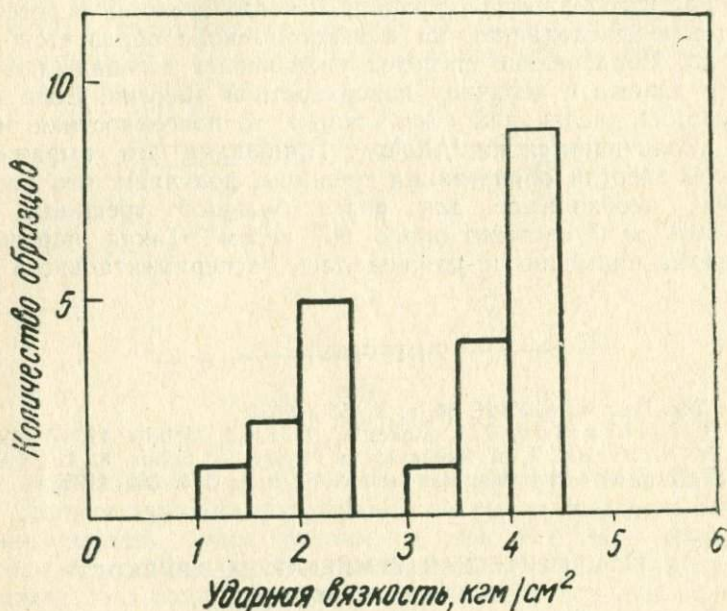


Рис. 1

Зависимость времени освобождения дислокации от приложенного напряжения  $\sigma$ , даваемая уравнением (2), подтверждается экспериментально установленной закономерностью изменения предела текучести от продолжительности нагрузки [3] и исследованиями долговечности и ползучести материалов.

Вероятность того, что дислокация не будет освобождена за время  $\Delta t$ , равняется  $p = \exp\left(-\frac{\Delta t}{t}\right)$  или, подставляя величину  $t$ , получим

$$p = \exp \left[ -vt' \exp \left( \frac{U(\sigma)}{kT} \right) \right]. \quad (3)$$

В уравнении  $\sigma$  представляет максимальное напряжение, под которым находится блокированная дислокация в результате действия скопления дислокаций,  $t'$  — продолжительность содержания максимальной величины напряжения.

Таким образом, уравнение (3) определяет вероятность хрупкого разрушения материала, а  $T_{хл}$  — температура хладноломкости равна

$$T_x = \frac{U(\sigma)}{\kappa} \ln \nu t'. \quad (4)$$

Можно считать, что  $p$  равняется доле хрупко разрушившихся при данной температуре образцов. Из уравнения (3) можно написать

$$\ln \ln \left( \frac{1}{p} \right) = \ln \nu t' - \frac{U(\sigma)}{\kappa T}. \quad (5)$$

Зависимость (5) удовлетворительно подтверждается результатами эксперимента [4].

Из уравнения (4) можно найти зависимость между критической температурой хрупкости  $T_{хл}$  и скоростью деформации  $V$ :

$$\frac{1}{T_{хл}} = - \left( \frac{\kappa}{U} \right) \ln V + C. \quad (6)$$

Линейную зависимость между  $\frac{1}{T_{хл}}$  и  $\ln V$  наблюдали для некоторых сталей [5].

Зависимость  $T_{хл}$  критической температуры хрупкости от размеров зерна определяется вероятностью пластического течения в зерне, смежном со скоплением дислокаций, которая равна произведению числа рассматриваемых зерен на вероятность течения в данном зерне  $V^{\text{exp}} \left( \frac{U(\sigma)}{\kappa T} \right)$ .

$$\frac{1}{T_{хл}} = - \frac{1}{L} \left( \frac{\kappa}{U(\sigma)} \right) \ln d + c.$$

Экспериментальные результаты находятся в удовлетворительном состоянии с уравнением (7) [6].

По дислокационной теории трещины в твердых телах образуются в результате пластической деформации. Образование трещины разрушения связано с касательными напряжениями, а их развитие с нормальными, приложенными по всему образцу.

Рассмотрим зависимость  $T_{хл}$  от напряженного состояния образца. При наличии поверхностного надреза возникает объемное напряженное состояние, сопровождающееся увеличением отношения нормального напряжения к касательному. Этим обычно объясняется повышение критической температуры хрупкости, т. е. предел сопротивления излому достига-

ется раньше, чем предел текучести. По дислокационной теории напряжение разрушения и предел текучести определяются касательными напряжениями. Трехосное напряженное состояние, по данным [1], не может сблизить предел текучести и хрупкого разрушения и привести к изменению температуры хрупкого состояния.

Касательные напряжения  $\tau$  контролируют первую стадию процесса хрупкого разрушения — стадию образования зародышевых трещин, рост которых уже происходит под действием нормальных напряжений  $\sigma$ .

Длина трещин Гриффитса обратно пропорциональна величине нормального напряжения.

В условиях трехосного напряженного состояния, вследствие повышенного нормального напряжения, длина трещины Гриффитса значительно меньше, чем в условиях одноосного напряженного состояния. Это значит, что если в условиях одноосного напряженного состояния рост трещины останавливается вследствие протекания пластической деформации, и трещина не может достигнуть размеров трещины по Гриффитсу, необходимой для хрупкого разрушения тела, то в условиях трехосного напряженного состояния достижение трещиной критической длины, вследствие меньшей ее длины, не тормозится пластической деформацией, что более легко приводит образцы с надрезом к хрупкому излому. Критическая температура хрупкости (хладноломкости) в последнем случае будет выше, чем при испытании образцов без надреза [1].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. И. Саррак. УФН, 67 в. 2, 339 (1959).
2. C. Crussard, Borione R., Platlam J., Marillon J., Maratroy F., *Revue de Met.*, 53, 429 (1926).
3. G. I. Taylor. *Inst. Civ. Engrs.*, 46, 486 (1946).
4. R. Wanderbeck, Wilde H., Lindsay, Daniel C. *Willding Jons.*, 32, 325 (1953).
5. Ф. Ф. Витман, А. В. Степанов. ЖТФ, 9, 1070 (1939).
6. I. Hodge, R. Manning, H. Reichdo. *Trans. AIME*, 185, 223 (1949).

#### § 14. УЛЬТРАЗВУКОВОЕ УПРОЧНЕНИЕ ДЕТАЛЕЙ В ПЕРЕНАПРЯЖЕННЫХ МЕСТАХ [1]

Как уже отмечалось выше, практически измеряемая механическая прочность тел в десятки тысяч раз, а то и в сотни тысяч ниже, чем теоретически возможная.

Если бы в рабочем режиме материал можно было нагружать до теоретически возможных напряжений в нем, то во много раз сократились бы размеры изделий и их вес, а это изменило бы в лучшую сторону все показатели, связанные с использованием изделия. Например, самолет стал бы легче, полезный объем в самолете и полезный груз, который он несет, стали бы больше. Причиной разрушения твердых тел при нагрузках, много ниже теоретически допустимых, является наличие микронеоднородностей в материале и концентрация перенапряжений около этих нарушений материала.

Улучшение однородности материала и равномерное его нагружение, снятие местных перенапряжений или упрочнение материала в перенапряженном объеме помогут увеличить допустимую рабочую нагрузку на изделие.

Разработка каждого из указанных направлений может дать практически полезные результаты [2].

Концентрация в микрообъеме напряжений приводит к возникновению микротрещины, вершина которой в дальнейшем является местом концентрации перенапряжений. При определенных условиях, достигаемых при реальном нагружении, такая трещина прорастает в глубину материала, ослабляет его, что и заканчивается разрушением тела.

Предупредить развитие трещины разрушения можно было бы, если бы материал в месте возникновения перенапряжения упрочнялся пропорционально значению перенапряжения или быстрее, чем растет перенапряжение.

Трещина также не образовалась бы, если возникающие в данном месте локальные перенапряжения снимались по мере их возникновения или рост их прекращался, достигнув некоторого значения, безопасного для целостности изделия.

Согласно теории разрушения твердых тел трещины в теле образуются при его пластической деформации. Предел текучести и первая стадия образования зародышевых трещин разрушения связаны с касательными напряжениями, а их развитие и рост происходят под действием нормальных напряжений, приложенных ко всему образцу.

По атомной теории при некоторой величине касательных напряжений возникают дислокации. Пластическая деформация тела их обусловлена перемещениями. Торможение движения дислокаций какими-либо нарушениями структуры сопровождается накоплением дислокаций около границы этого препятствия, повышением их концентрации.

Внутренние напряжения возникают в микрообъеме при скоплении дислокаций около какого-либо препятствия их перемещению, сопротивление движению дислокаций определяется концентрацией дислокаций, химической природой и

концентрацией примесей в решетке, силами межатомной связи.

Теория, дающая зависимость температуры хладноломкости от скорости и температуры нагружения, также может явиться основой общей теории хрупкого излома и имеет удовлетворительное совпадение с экспериментом.

Предполагается, что хрупкий излом наступает, если прослодит блокировка дислокаций и накопление их около препятствий.

Если заблокированное дислокаций освободить, то внутренние напряжения в твердом теле будут сняты, и хрупкий излом тел не произойдет. Для освобождения заблокированной дислокации следует затратить энергию активации процесса, величина которой зависит от напряжения  $\sigma$ , действующего на дислокацию, возникающего при скоплении заблокированных дислокаций.

Значения напряжения  $\sigma$  определяют вероятность начала хрупкого разрушения и значения температуры хладноломкости материала, а также зависимость между температурой хладноломкости и скоростью деформации.

Современное представление о возникновении напряженного состояния в материале, даваемое дислокационной теорией, позволяет предложить такие физические процессы в материале, которые предупредят накопление дислокаций и возникновение напряжений в теле.

В атомной теории пластических деформаций предполагается, что движение дислокаций может начаться в поле приложенных напряжений сдвига при термической активации процесса их перемещения из ловушек.

Мноим предложено активизировать процесс освобождения и перемещения дислокаций из ловушек при подведении энергии активации путем ультразвуковых колебаний [1].

Ультразвуковые колебания в твердом теле вызывают процессы превращения, выделения и разрушения микроструктуры, структуры. Например, под действием ультразвуковых колебаний с частотой 10—20 кгц происходит расшатывание молекулярных магнитов в никеле, что помогает их упорядочению при намагничивании и ускоряет его. Во время размагничивания никеля ультразвуковые колебания значительной амплитуды расшатывания структуры ускоряют размагничивание. Остаточное намагничивание при этом уменьшается.

Облучение ультразвуком увеличивает намагниченность ферромагнитных тел тем больше, чем выше амплитуда звуковых колебаний.

Повышенная намагниченность тел сохраняется и после прекращения звукового облучения. Эффект достигается с затратой энергии активации процесса, подведенной с помощью

ультразвука, а тепловые колебания при комнатной температуре не могут быстро разрушить установившийся порядок в расположении молекулярных магнитов в намагниченном теле.

Наблюдаемые изменения магнитных свойств обусловлены переменным давлением при прохождении звуковых волн в пучностях давлений, а не амплитудой, скоростью или ускорением колеблющихся частиц. Расшатывание структуры металла при прохождении ультразвука используется при азотировании сталей. Под воздействием ультразвука глубина и скорость проникновения азота или водорода в сталь возрастают и могут происходить при более низких температурах. Ультразвуковые колебания, ослабляя решетку, уменьшая вязкость, ускоряют процессы аллотропических изменений, например, процесс перехода белого олова в серое, а при соответствующей температуре и переход серого олова в белое. Расшатывание кристаллической структуры твердых тел можно использовать для снятия внутренних механических напряжений, т. е. и для ускоренного старения металлов. Например, при облучении ультразвуком можно производить старение пружин и других деталей.

Экспериментально измеряемые значения ударной вязкости материала в зоне рассеяния измеренных значений группируются около двух уровней, один из которых связывают с хрупким изломом, а другой с вязким [2].

Такое распределение значений ударной вязкости свидетельствует о том, что при определенных температурах образца и скорости нагружения возможны как вязкий, так и хрупкий изломы образцов.

Хрупкое разрушение материала возникает в результате концентрации напряжений либо при скольжении, либо двойникованием при пластической деформации, которая предшествовала разрушению.

Трещина возникает по действующей плоскости скольжения или двойникования, когда величина касательного напряжения сдвига достигает значения истинного напряжения разрушения и раньше, чем произойдет понижение напряжения вследствие деблокирования дислокации и дальнейшей пластической деформации, например, в соседнем зерне.

Затем под действием нормальных напряжений произойдет раскрытие трещины, ее рост и излом тела.

При наличии поверхностного надреза возникает объемное напряженное состояние образца, сопровождающееся увеличением отношения значения нормального напряжения к касательному. Этим обычно объясняется повышение критической температуры хладноломкости материалов. Излом достигается раньше, чем предел текучести.

Понижение температуры хладноломкости и хрупкости тел можно произвести путем уменьшения концентрации дислокаций и перенапряжений, определяющих возникновение трещины. В режиме рабочей нагрузки детали устанавливается распределение напряжений и перенапряжений.

Под рабочей нагрузкой в местах опасных сечений, где возникают перенапряжения, могут возникать зародышевые трещины хрупкого излома.

Под воздействием ультразвукового поля в обрабатываемом материале ослабляется структура тела, понижается внутреннее трение и повышается подвижность дислокаций. Вследствие разности концентраций дислокаций возникает их диффузия из мест с повышенной концентрацией дислокаций в места с пониженной концентрацией дислокаций. При диффузии произойдет понижение концентрации дислокаций и понижение перенапряжений. Движения дислокаций, практически и деформация, происходят локально и упрочняют тело в местах, в которых были перенапряжения, т. е. в опасных сечениях. Частота ультразвуковых колебаний, применяемых при обработке образца, может быть подобрана из условий минимума внутреннего трения, обусловленного резонансными колебаниями дислокационных сегментов. Амплитуда звуковых колебаний подбирается или экстремально, или расчетным путем из условия подвода энергии, необходимой для активации процесса освобождения дислокаций из ловушек и их перемещения в решетке.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Воробьев. Способ ультразвуковой обработки деталей, класс 18 с, 1/04, № 233714. МПК с 21 а (1187139/22—1) УДК 621.9.048.6 от 22 сентября 1967 г.
2. А. А. Воробьев. Накопление нарушений, повреждения и разрушения минералов и горных пород. Изд. ТГУ, Томск (в печати).
3. Л. Бергман. Ультразвук и его применение в науке и технике, ИЛ., Москва, 1957, стр. 516.

#### § 15. ИЗБИРАТЕЛЬНОЕ РАЗРУШЕНИЕ МЕХАНИЧЕСКИ БОЛЕЕ ПРОЧНОЙ КОМПОНЕНТЫ ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ВОЛНАМИ СЖАТИЯ ИЛИ РАСТЯЖЕНИЯ НА КОМПОЗИЦИЮ ИЗ МАТЕРИАЛОВ РАЗНОЙ ПРОЧНОСТИ

Известно, что при приложении медленно нарастающей нагрузки в цепи, состоящей из нескольких последовательных звеньев или имеющей участок из параллельно включенных ветвей, разрушение начнется в наименее прочном звене

или ветке. С развитием быстро протекающего процесса разрушения или растяжения, уменьшением поперечного сечения оставшегося неповреждённого материала возрастающее напряжение концентрируется на оставшейся шейке и ускоряет процесс разрушения. Таким образом, при статической нагрузке разрушение, начавшееся в слабом звене или ветви, закончится на этом же участке.

При последовательном включении звеньев цепи и после разрушения одного звена нагрузка снимается со всей цепи.

Если разрушилась одна из параллельных ветвей участка цепи, то нагрузка с участка не снимается и начинается разрушение следующей ветви, имеющей наименьшую прочность среди оставшихся. По-другому будет протекать разрушение участка цепи при воздействии импульсной механической нагрузки. В этом случае, так же как и при статической, медленно возрастающей нагрузке, первым начнет разрушаться звено или ветвь участка цепи, имеющей наименьшую прочность. Если скорость процесса разрушения материала невелика, то быстрорастущая нагрузка достигает величины, при которой начнется разрушение следующего звена или ветви участка цепи, имеющего более высокую механическую прочность. Такой процесс можно осуществить потому, что скорость разрушения более прочного материала больше, чем скорость разрушения менее прочного (см. § 8). Соответственно время до разрушения более прочного материала меньше, чем время до разрушения менее прочного. Скорость распространения упругих волн сжатия и растяжения выше в материалах более механически прочных, имеющих больший модуль упругости (модуль Юнга), чем в менее прочных. Поэтому можно подобрать условия, при которых в сложной композиции из твердых и жидких материалов участки твердого тела из материалов меньшей прочности не успеют разрушиться за время, в течение которого нагрузка на материал большей прочности достигнет величины, равной его прочности, и произойдет полное разрушение материала.

При сжатии тела после достижения некоторого напряжения происходит упрочнение вследствие пластической деформации и уплотнения тела, если оно наблюдается, или ослабление, если происходит растрескивание. Вследствие упрочнения ветви участка цепи или звена тела при сжатии тела динамической нагрузкой, которое начнется в наименее прочном месте, при последующем возрастании нагрузки разрушение начинается в другом звене или ветви участка цепи. Практически протекание разрушения материала в композиции также осложнится скоростью процессов пластической деформации и отдыха, различной для разных веществ в изменяющихся по-разному с изменением условий, например, с темпе-

ратурой. Скорость распространения продольных акустических волн в твердом теле растет с увеличением сил связи в теле, уменьшается с ростом его плотности. Затухание максимальных радиальных напряжений на хвосте волны сжатия больше в менее прочных телах, чем в механически более прочных. С увеличением действующего напряжения экспоненциально уменьшается время до разрушения тела, его долговечность.

Указанное явление может объяснить избирательное механическое разрушение материалов с помощью динамической механической нагрузки вообще и в частности волнами сжатия или растяжения, распространяющимися в данном теле.

Известно, что скорость распространения акустических волн сжатия или растяжения велика, поэтому время их воздействия на материал сравнимо с временем его разрушения, что практически позволит осуществить рассмотренные условия избирательного разрушения многокомпонентного твердого тела, например, горных пород.

Избирательное разрушение при динамической нагрузке механически более прочного материала, входящего в состав твердого тела, может происходить потому, что скорость распространения упругих волн сжатия или растяжения выше в материалах большей прочности, чем в материалах меньшей прочности, а время до разрушения соответственно меньше.

Динамическая нагрузка упругими волнами сжатия или растяжения возникает при ядерном взрыве, взрыве ВВ, импульсных электрических разрядах, землетрясениях.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Воробьев. Изв. вуз., «Физика», 2, 168, 1964.

#### § 16. ПРОЧНОСТЬ НИТЕВИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ И ТОНКИХ НИТЕЙ

По Я. И. Френкелю и Т. А. Конторовой, наличие в теле дефектов и их статистическое распределение приводят к зависимости значения измеряемой прочности от размеров образца. Наиболее вероятное значение напряжения  $\sigma$ , измеряющего прочность тела большого объема  $V$ , вычисляется из условия

$$\sigma = \sigma_0 - \sqrt{A \lg n V} + B,$$

где  $n$  — средняя концентрация дефектов, определяемая неравенством  $nV \gg 1$ ,

$\sigma_0$  — среднее значение прочности,  $A$  и  $B$  — постоянные.

Для тел малых размеров, когда  $nV \ll 1$ , получено:

$$\sigma = a + \frac{b}{V},$$

где  $a$  и  $b$  — постоянные. Вследствие меньшей вероятности расположения в данном сечении опасного дефекта прочность тел растет с уменьшением их объема и достигает величины, близкой к расчетной теоретической для кристаллов малых сечений и тонких нитей.

При сжатии или растяжении влияние размеров поперечного сечения образца на измеряемую величину прочности неодинаково. При сжатии влияние дефектов на величину измеряемой прочности мало. При растяжении, когда происходит рост имеющихся дефектов, значение измеряемой прочности с увеличением объема образца понижается [1].

Прочность тела сильно зависит от состояния поверхности, от наличия поверхностных трещин. Значительное влияние состояния поверхности на величину прочности может привести, например, к повышению измеренной прочности на сжатие с ростом объема тела, если в этом случае одновременно происходило уменьшение относительных размеров его поверхности.

Во время образования твердого тела путем кристаллизации из зародыша любой участок внутри тела в какой-то момент затвердевания расплава был на поверхности тела. Поэтому в известной мере дефекты тела, расположенные в его объеме, могли образоваться на поверхности.

Нитевидные кристаллы NaCl, когда их размеры достаточно малы, что практически исключает или ограничивает пластическую деформацию (например, при диаметре меньше одного мкм), и если они имеют бездефектную поверхность, то их прочность достигает  $1,2 \cdot 10^{10}$  дн/см<sup>2</sup>. Эта величина близка к теоретической прочности  $10^{11}$  дн/см<sup>2</sup> ионных кристаллов, даваемой в атомной теории прочности [1].

В 1952 г. [2] впервые была обнаружена высокая механическая прочность нитевидных кристаллов — «усов». В настоящее время получены нитевидные кристаллы большого числа металлов, полупроводников и различных химических соединений.

По способу изготовления нитевидные кристаллы разделяются на кристаллы, полученные в нитевидной форме при выращивании и путем растворения или откалывания от массивных блоков. Образцы, полученные разными способами, отличаются друг от друга структурой, состоянием поверхности. Кристаллические щепки или усы раскола относятся ко второй группе [3].

Нитевидные кристаллы и тонкие нити при диаметре порядка 2 мкм имеют высокую механическую прочность и большую упругую деформацию, доходящую до нескольких процентов, что является следствием совершенной кристаллической структуры.

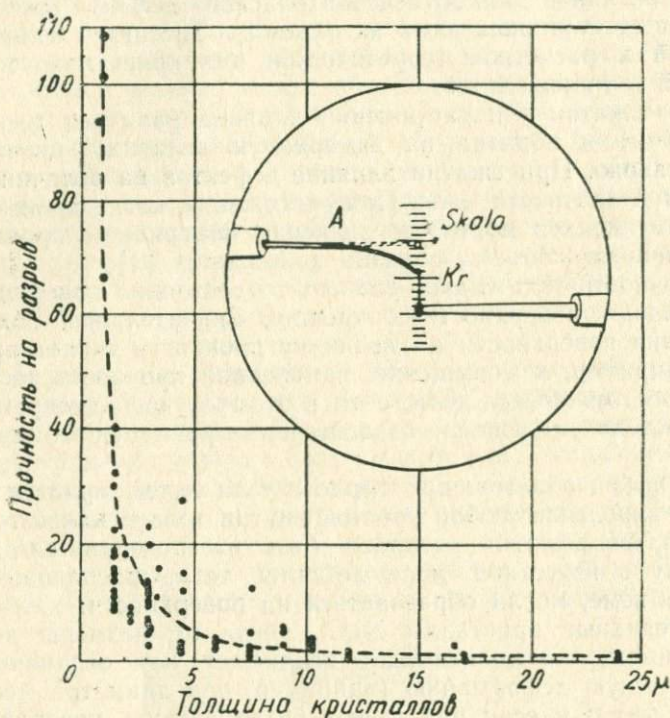


Рис. 1. Схема опыта на растяжение кристаллов и зависимость прочности кристаллов NaCl на разрыв от толщины по [4]

К характерным свойствам нитевидных кристаллов, имеющих большую однородность, также относятся меньшие скорости растворения, окисления и испарения, чем для тех же материалов, взятых в виде кусков более крупных размеров.

Для кристаллов NaCl, полученных испарением через пористую перегородку, наибольшая упругая деформация при растяжении достигала 2,6% при напряжении 100 кг/мм<sup>2</sup> [4,5].

Прочность на растяжение  $\sigma$  нитевидных кристаллов NaCl в зависимости от толщины  $h$  кристалла изменяется, как указано на рис. 1. На этом же рисунке показана схема опыта по растяжению кристалла.

Прочность кристаллов NaCl [4] при уменьшении диаметра кристаллов от 20 мм до 1—2 мкм возрастала от 2—4 кг/мм<sup>2</sup> до 100 кг/мм<sup>2</sup>.

Некоторые кристаллы толщиной 1 мкм в этих опытах обнаружили прочность порядка теоретической, равной 110 кг/мм<sup>2</sup>.

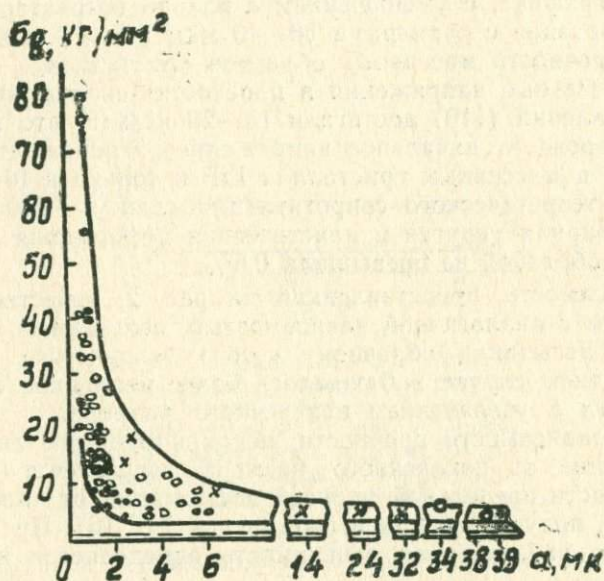


Рис. 2. Зависимость прочности кристаллических щепок фтористого лития на растяжение  $\sigma_B$  от поперечного размера  $a$  образца по [7]

На рис. 2 представлена зависимость прочности  $\sigma_B$  кристаллических щепок фтористого лития на растяжение от поперечного размера образца  $a = \sqrt{S}$ , где  $S$  — площадь поперечного сечения образца. Прочность на разрыв подсчитывалась делением нагрузки на площадь поперечного сечения образца. На графике нанесено три серии точек. Черные кружки соответствуют разрывам, происшедшим в зоне припайки образца к захвату. В таком случае, как обычно при испытаниях, получают пониженные значения прочности на разрыв. Белые кружочки и крестики относятся к разрывам вдали от зоны припайки. Погрешность определения прочности очень тонких образцов (тоньше 0,5 мк) составляет 50—70% и более, для образцов с размерами 1,5—15 мк составляет 40—70%. На графике приведены кривые по нижним и верхним точкам. Штриховая прямая, параллельная оси

абсцисс, соответствует прочности массивных образцов LiF, составляющей около  $0,7 \text{ кг/мм}^2$  [6, 7].

Наблюдается большой разброс экспериментальных точек, возрастающий с уменьшением  $a$ . Кривая, проведенная по нижним точкам, показывает малую зависимость прочности от размера в интервале 2—40 мкм. Возрастание прочности начинается при  $a < 2$  мкм. Кривая, проведенная по верхним точкам графика, с уменьшением  $a$  плавно возрастает. Прочность образцов с размерами 30—40 мкм в 7—10 раз превосходит прочность массивных образцов кристаллов.

Касательные напряжения в плоскостях скольжения (110) в направлении (110) достигали  $15\text{--}20 \text{ кг/мм}^2$ , что в 20—40 раз превосходит начальное напряжение для перемещения дислокаций в массивных кристаллах LiF и только в 10—15 раз меньше теоретического сопротивления сдвигу  $\sim 200 \text{ кг/мм}^2$ .

Суммарная упругая и пластическая деформация растягиваемых образцов не превышала  $0,5\%$ .

Зависимость, представленная на рис. 2, качественно согласуется с аналогичной зависимостью, полученной в работе [4] при испытании образцов «усов» хлористого натрия. В последнем случае наблюдалось более медленное падение прочности с увеличением поперечного размера.

Ход зависимости прочности щепок фтористого лития при растяжении от поперечного размера согласуется с ходом зависимости предельной упругой деформации от поперечного размера, полученной при изгибе щепок LiF [6]. Предполагается, что наблюдаемая зависимость определяется наличием трещин.

Кристаллические щепки фтористого лития в опытах на изгиб обнаружили упругую деформацию на два порядка большую, чем у массивных кристаллов. Прочность щепок фтористого лития не зависит от длины испытанных усов, хотя и неодинакова на разных участках. Прочности усов соответствующего размера и щепок хлористого натрия совпадают [7].

Схематически представленная на рис. 3 диаграмма растяжения нитевидного кристалла в области упругой и пластической деформации имеет иной вид, чем у обычных кристаллов. Точка 1 соответствует пределу текучести  $\sigma_1$ ; начиная с точки 2, идет пластическая деформация при напряжении  $\sigma_2$ , приблизительно в 30—100 раз меньшем  $\sigma_1$ . Пластическая деформация происходит при  $\sigma_2 = \text{const}$  и достигает  $60\text{--}80\%$ . После небольшого упрочнения кристалл разрушается при значении  $\sigma_4$  [8].

Изучались свойства нитевидных кристаллов NaCl длиной до 20 см, диаметром от 4 до 25 мк [9]. Упругое закручивание нитевидных кристаллов превышает упругое закручива-

ние обычных образцов в 10 раз; максимальные напряжения достигают величин до  $8100 \text{ г/мм}^2$ . На рис. 4 представлена зависимость максимального упругого касательного напряжения от толщины нитевидного кристалла NaCl по [9].

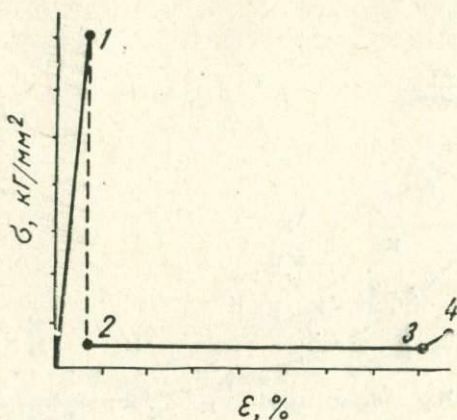


Рис. 3. Типичная диаграмма растяжения нитевидного кристалла в упругой и пластической областях: точка 1 — предел текучести. От точки 2 до точки 3 — пластическая деформация при напряжении. Точка 4 — разрыв кристалла при  $\sigma_4$  по [5]

Вычисление напряжений  $\tau_{\text{макс}}$  производилось по формуле

$$\tau_{\text{макс}} = G \cdot \kappa \frac{h}{l} \cdot \varphi_{\text{макс}},$$

где  $G$  — модуль сдвига,

$l$  — длина образца,

$h$  — наименьшая из сторон прямоугольного сечения кристаллов,

$\kappa$  — коэффициент, зависящий от соотношения сторон прямоугольника,

$\varphi_{\text{макс}}$  — угол максимального закручивания.

Нитевидные кристаллы получают или без дислокаций, или имеют одну-две винтовых дислокаций, располагающихся по оси кристалла.

Предел текучести нитевидных кристаллов очень высок. После начала пластической деформации и увеличения концентрации дислокаций напряжение течения падает до значений, присущих обычным образцам. Значение предела текучести изменяется обратно пропорционально диаметру нитевидных кристаллов. При диаметрах, меньших  $10^{-4}$  см,

предел текучести кристаллов получается порядка теоретического.

Для нитевидных кристаллов LiF при испытании на изгиб обнаружена упругая деформация 1,2%, а при растяжении 0,38%

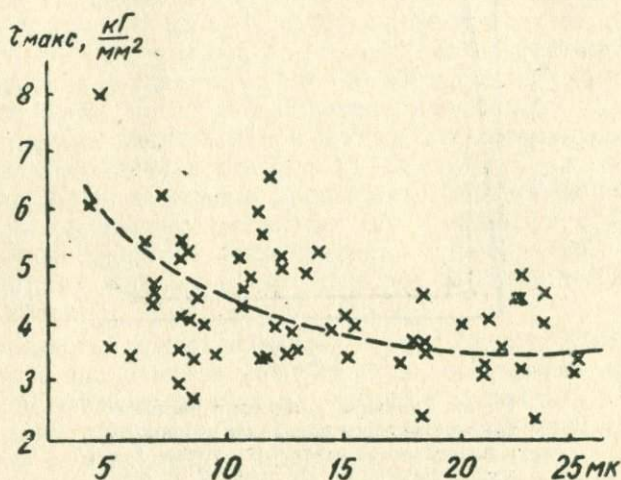


Рис. 4. Зависимость максимального упругого касательного напряжения от толщины нитевидного кристалла по [9]

Предел текучести, так же как и предел прочности нитевидных кристаллов, повышен. Для них наблюдалась упругая деформация около 1—2%, в то время как у обычных монокристаллов больших сечений и ниже 0,01% [1].

Наибольшая деформация, которую монокристаллы могут выдержать без разрушения или пластической деформации  $\epsilon_{\max}$ , достигает нескольких процентов; в том числе наблюдалось для:

$$\text{Si}_3\text{N}_4 : \epsilon_{\max} = 4,0\%, \quad \text{Cr}_2\text{N} : \epsilon_{\max} = 5,8\%, \quad \text{Fe}_3\text{C} : \epsilon_{\max} = 4,7\%.$$

Монокристаллы этих веществ разрушаются хрупко при незначительном деформировании.

Для монокристаллов кремния пологого сечения получена прочность 500 кг/см<sup>2</sup>. Прочность кристаллов кремния конечных размеров достигает только 35 кг/мм<sup>2</sup>.

Для нитевидных кристаллов графита, ориентированных так, что слои его сложной структуры были расположены параллельно оси кристаллов, прочность была получена равной 2100 кг/мм<sup>2</sup> [11].

Наблюдалось хрупкое разрушение нитевидных кристаллов. Наблюдалось также их разрушение после пластической деформации. Нитевидные кристаллы железа (рис. 5) разрушались без пластической деформации при  $100 \text{ кГ/мм}^2$  и упругой деформации около 2%. Модуль Юнга для первого кристалла составлял  $30000 \text{ кГ/мм}^2$ , для второго— $18500 \text{ кГ/мм}^2$ .

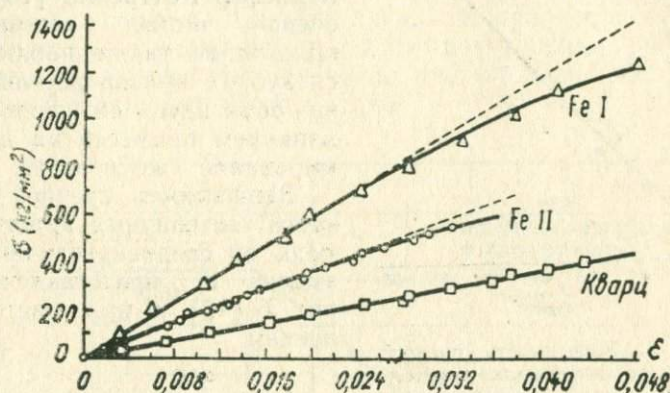


Рис. 5. Диаграмма напряжения — деформация для нитевидных кристаллов железа по [12].  
I —  $\varnothing 1,6 \text{ мк}$ , II —  $\varnothing 3,8 \text{ мк}$ , кварцевая нить —  $\varnothing 4,3 \text{ мк}$

Из диаграммы растяжения для кварцевых нитей диаметром 4,3 мк следует, что их разрушение происходило в области упругой деформации и линейной зависимости между силой и деформацией. Напряжения, под влиянием которых происходит пластическая деформация, всегда ниже тех, при которых начинается течение материала. Наличие определенного предела текучести при растяжении некоторых нитевидных кристаллов и отсутствие их при растяжении нитевидных кристаллов железа позволяют считать, что значение прочности, относится к разрушению в области упругих деформаций и хрупкого излома.

Значение модуля Юнга, измеренное для нитевидных кристаллов  $\alpha$ -железа вдоль [100] и [111], получено равным модулям, измеренным на кристаллах конечных размеров. Такие же результаты получены и для кристаллов других металлов.

Модуль Юнга, измеренный на нитевидном кристалле, является характеристикой бездефектного кристалла, а измеренный на обычном образце является характеристикой дефектного кристалла. Отсюда можно сделать вывод, что модуль Юнга является структурно-нечувствительной харак-

теристикой, что согласуется с другими многочисленными экспериментальными данными.

На кривых растяжения кристаллов металлов с ОЦК и ГЦК решетками известно наличие зуба. Обычно оно связывается с наличием примесей и объясняется существованием атмосфер Коттрелла [13]. Для очень чистых нитевидных кристаллов также наблюдается зуб на кривой растяжения, но объяснить его появление влиянием примесей на деформирование уже нельзя.

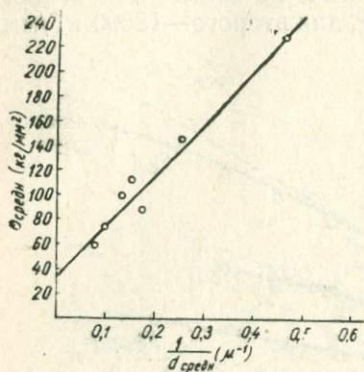


Рис. 6. Зависимость средней прочности нитевидных кристаллов меди от средней величины  $\frac{1}{d}$  ( $d$  — диаметр нитевидного кристалла) по [12]

Зависимость средней прочности нитевидных кристаллов меди от средней величины диаметра  $d$  представлена на рис. 6 [12] и выражается условным

$$\sigma_{\text{ср}} = \frac{410}{d} + 36 \text{ кг/мм}^2.$$

Для кристаллов железа эта зависимость получена в виде

$$\sigma_{\text{ср}} = \frac{1630}{d} - 50 \text{ кг/мм}^2.$$

Соотношение для нитевидных кристаллов железа действительно для диаметров  $d \approx 15$  мк.

Изучено увеличение прочности с уменьшением диаметра образца для монокристаллов многих веществ. В частности, сравнивалась прочность нитевидных кристаллов и монокристаллов кремния того же сечения, вырезанных из куска больших размеров.

На рис. 7 представлена зависимость напряжения разрушения (прочности) от площади поперечного сечения образцов, вырезанных из больших кристаллов кремния при комнатной температуре [14]. Черные кружочки представляют результаты испытаний нитевидных кристаллов, а светлые — вырезанных образцов. Величина разброса измеренной прочности тем больше, чем меньше сечение образцов. Для вырезанных образцов, имеющих диаметр выше 100 мк, напряжение разрыва не зависит от площади сечения и равно прочности обычных кристаллов кремния ( $\sim 35$  кг/мм<sup>2</sup>). Уменьшение диаметра от 100 до 50 мк приводит к увеличению прочности до 200 кг/мм<sup>2</sup>. Прочность вырезанных кристаллов, имеющих размеры от 50 до 25 мк, заметно не отли-

чается от прочности нитевидных кристаллов таких же размеров. Для кремния не наблюдается гиперболической зависимости между значениями прочности и диаметра нитевидного кристалла.

Существенное влияние на прочность нитевидных кристаллов оказывает их длина. Чем меньше длина образца, тем выше его прочность. Влияние длины на прочность нитевидных кристаллов указывает на то, что разрушение начинается на единичных дефектах. Их число должно быть небольшим и распределены они беспорядочно.

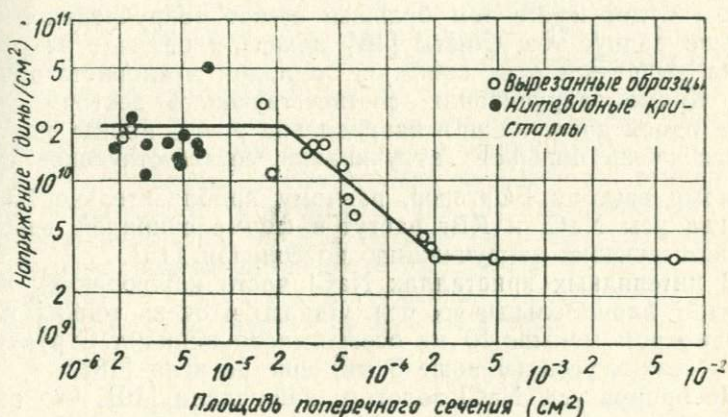


Рис. 7. Зависимость прочности от поперечного сечения образцов по [14]

Большой разброс измерений прочности нитевидных кристаллов объясняется сильным влиянием статистически распределенных дефектов в них. Разброс прочности также связан с ориентацией кристаллографических осей кристалла по отношению к внешним силам. Если снижение прочности было бы обусловлено вероятностью образования единственного внутреннего источника дислокаций в процессе роста, то нужно ожидать, что прочность нитевидных кристаллов изменялась бы обратно пропорционально площади нитевидных кристаллов, т. е.  $1/d^2$ .

Нитевидные кристаллы, свободные от дислокаций и микротрещин, имеют прочность, близкую к теоретической порядка сотен тысяч килограмм на 1 см².

Нитевидные ионные кристаллы получены для щелочно-галогенидных соединений, окислов алюминия, магния. Типичными являются свойства нитевидных кристаллов окиси магния с диаметром 1—3 мк и длиной до 1 мм, которые получают при разрушении крупных кристаллов MgO.

Вплоть до разрушения нитевидные кристаллы не испытывают пластической деформации. Иногда наблюдалось лишь двойникование в них. Значение прочности кристаллов приближалось к теоретическому и доходило до  $25 \cdot 10^4$  кг/см<sup>2</sup>.

Термическая и химическая устойчивость нитевидных кристаллов MgO, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub> и других неметаллов значительно выше, чем металлических. Это открывает большие перспективы их практического применения.

Примеси уменьшают или увеличивают прочность усов NaCl и KCl (8). Нитевидные кристаллы вдоль своей оси имеют винтовую дислокацию. По [15] решетка нитевидного кристалла будет иметь тем большее осевое закручивание, чем меньше радиус уса. Опыты [16] показали наличие закручивания решетки в усах сапфира, палладия и хлористого натрия. Кроме закручивания, соответствующего вектору Бюргера одной дислокации в направлении роста, иногда наблюдается очень большое закручивание, соответствующее суммарному вектору Бюргера, равному приблизительно 100 Å. Иногда усы NaCl и KBr растут в форме спиралей, внешне соответствующих закручиванию по Эшелби [15].

В нитевидных кристаллах NaCl часто наблюдаются дислокации, параллельные их оси. Однако в очень тонких усах с диаметром меньше 10 мк осевых дислокаций нет. Структура очень тонких усов (меньше 5 мк) еще не ясна [18].

Декорируя усы NaCl золотом, наблюдали [19], что одни кристаллы декорировались равномерно по всему объему, показывая тем самым, что они содержат большое число дислокаций. В других кристаллах различалась структура декорирования, причем наблюдалась одна или несколько осевых дислокаций и сложные сетки дислокаций. Самые тонкие усы совсем не декорировались, возможно, потому, что они не имели дислокаций, или сам метод декорирования неприменим к тонким усам.

Структуру усов изучали методом селективного травления рентгеновского измерения и дифракционной микрофотографии [18]. Самые тонкие усы с площадью поперечного сечения, меньшей 100 мк<sup>2</sup>, имели высокую прочность, упругую деформацию  $\approx 1\%$ , а разрушение их происходило без пластической деформации. Кристаллы содержали одну—две осевые прямые дислокации, идущие через весь кристалл.

Нитевидные кристаллы NaCl с площадью больше 1000 мк<sup>2</sup> были непрочными. Предельная упругая деформация была меньше 0,01%. Разрушение всегда происходило после пластической деформации.

Дислокационная структура имела сложный вид: часто встречались дислокации с большим числом разветвлений и

пересечений. Когда структура дислокаций была сложной или в кристалле было несколько простых осевых дислокаций, усы имели низкую прочность.

Число и расположение дислокаций и совершенство поверхности определяют прочность усов.

Вообще высокая прочность кристаллов обуславливается или высоким совершенством структуры бездислокационных кристаллов, или наличием большой концентрации дефектов решетки, препятствующих перемещению дислокаций. Последнее повышает предел текучести, но в то же время не вызывает появления микротрещин и преждевременной хрупкости материала. Причинами задержки дислокаций могут быть увеличение плотности дислокаций выше  $10^6$ — $10^8$  см<sup>2</sup> или создание сложной сетки из них, раздробление блоков и различная их кристаллографическая ориентировка, вакансии и примеси около дислокаций, распад пересыщенного твердого раствора с дисперсным выделением второй фазы и др.

Материал высокой стойкости при повышенных температурах необходим для парогенераторов, ядерных реакторов, реактивных двигателей и др. Для этой цели пытаются применять высокопрочные нитевидные кристаллы, имеющие минимум дефектов структуры. Оптимальные экспериментальные данные о свойствах «усов» приведены в табл. 1.

Таблица 1

Материал	Модуль упругости, кг/см <sup>2</sup>	Прочность при растяжении, кг/мм <sup>2</sup>
Кремний	$1,6 \cdot 10^6$	335
Углерод	$1,05 \cdot 10^7$	2100
Железо	$2,0 \cdot 10^6$	1330
Медь	$1,25 \cdot 10^6$	300
Кварц	$7,7 \cdot 10^5$	420
Сапфир	$5,2 \cdot 10^6$	1200
Оксид циркония	$4,35 \cdot 10^5$	420

Высокие механические свойства при температуре выше 650°C имеют волокна  $Al_2O_3$ . Прочность на растяжение «усов» сапфира ( $Al_2O_3$ ) изучалась в зависимости от температуры в интервале 25—2000°C, времени и среды. Сапфировые нити [20, 21] диаметром 4—20 мкм имеют прочность до 100 кг/мм<sup>2</sup>. Длительная прочность их за 100 ч. при температуре до 1500°C составляет 45% от мгновенной. Средняя прочность за время около 1 сек уменьшалась почти линейно с температу-

рой от 630 кг/мм<sup>2</sup> при 25°C до 105 кг/мм<sup>2</sup> при 1965°C [21—22].

Наибольшая прочность «усов» сапфира при 20°C достигала 1500 кг/мм<sup>2</sup>. При статической нагрузке прочность уменьшалась на 10% с увеличением времени на порядок. Разрушение сапфира за исключением только области высоких температур было хрупким. Время до разрушения не зависело от атмосферы, в которой оно производилось и было одинаковым в атмосфере водорода и кислорода. Сильная температурно-временная зависимость прочности «усов» сапфира и независимость от среды, в которой происходит разрыв, не может быть объяснена теорией Гриффитса роста поверхностных трещин разрушения.

Структура нитевидных кристаллов NaCl, полученных кристаллизацией через пористую перегородку, зависит от толщины кристалла. Нитевидные кристаллы с диаметром около 20 мк содержат дислокации смешанного типа, линии которых параллельны оси роста кристалла.

При дальнейшем увеличении толщины нитевидных кристаллов их структура еще более усложняется. Кристаллы, выращенные осаждением из пара, не содержат дислокаций, и зависимость между толщиной нитевидного кристалла и дислокационной структурой отсутствует [22, 23].

По (24) время до разрыва  $t$  полимера в зависимости от внешней нагрузки  $\sigma = \text{const}$  определяется по формуле

$$\kappa T \ln \frac{t}{\tau_0} = \varepsilon (e \cdot S_0),$$

где  $\tau_0$  — постоянная, равная  $\tau_0 = 10^{-12} : 10^{-13}$  сек;

$\varepsilon S_0$  — величина потенциального барьера разрыва химической связи при наличии внешнего натяжения полимерной цепи, являющейся функцией величины  $S$  этого натяжения;

$S_0 = \frac{\sigma}{n_0}$  — сила, приходящаяся на одну связь в начальный момент приложения нагрузки,  $n_0$  — начальная концентрация неразорванных связей в поперечном сечении образца. Предполагается, что разрыв химических связей в полимерной цепи происходит не под воздействием внешней силы, а вследствие концентрации тепловой энергии данной связи из-за тепловых флуктуаций. Внешняя нагрузка лишь снижает активационный барьер процесса, вследствие чего равнодействующая процессов диссоциации и рекомбинации химических связей смещается в сторону диссоциации, и число неразорванных связей уменьшается со временем, пока не разорвутся все.

Зависимости энергетической характеристики  $\varepsilon(S_0) =$

$= \kappa \Gamma n, \frac{t}{\tau}$  и содержащей логарифмы времени до разрыва, от напряжения для полимеров, политетрафторэтилена, полиэтилена, капрона, полипропилена, полихлорвинила, полистирола, представляются прямыми, отсекающими ординаты, соответствующие активационной энергии.

Прочность тонких нитей из полимеров зависит от времени действия напряжения. Для щелочногалоидных кристаллов малого сечения пока работы по долговечности не известны.

В стекловолокнах существует тонкий 0,01 мкм упрочненный поверхностный слой, отличный от структуры внутренних частей стекловолокна. Предполагается, что высокая прочность поверхностного слоя определяется наличием более упорядоченной структуры, чем в объеме стекловолокна. Более высокая упорядоченность поверхностного слоя достигается в процессе формирования ориентацией полимерной струк-

В стекловолокнах существует тонкий 0,01 мк упрочнения в приповерхностном слое стекловолокна объясняется на основе полимерного строения неорганических стекол (25).

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Т. А. Конторова, Я. И. Френкель. ЖЭТФ, 8, в. 1, 89 (1938).
2. Э. М. Надгорный, Ю. А. Осинья, М. Д. Перкас, В. М. Розенберг. УФН, 67, в. 4, 625, 1959.
3. C. Herring, J. K. Galt. Phys. Rev., 8, 1069 (1952).
4. А. С. Дикина, А. А. Шпунт. ФТТ, 4, 556 (1962).
5. Z. Gyulai. Zs. f. Phys., 138, 317 (1954).
6. Дж. Гилман и У. Джонстон. Дислокации и механические свойства кристаллов. М., ИЛ., 1960, стр. 82.
7. П. Г. Стрелкова, А. А. Шпунт. ФТТ, 4, 2258 (1962).
8. В. Я. Фридман, А. А. Шпунт. ФТТ, 5, 783 (1963).
9. J. E. Gordon, J. Rober, W. Nature, 182, 296 (1956).
10. Б. Есенски, Э. Хартман. Кристаллография, 7, 433 (1962).
11. Y. W. Sears. Phys. Chem. Solids, 6, 300 (1958).
12. R. Vason. Bull. Amer. Soc., 3, 108 (1958).
13. S. S. Brenner. J. Appl. Phys., 28, 1023 (1957).
14. А. Х. Коттрел. Дислокации в кристаллах. Металлургиздат, М., 1957.
15. G. L. Pearson, W. T. Read, W. L. Feldman. Acta. Met., 5, 181 (1957).
16. J. D. Eshelly. J. Appl. Phys., 24, 176 (1953).
17. R. G. Frenting. Acta. Metal, 5, 175 (1957).
18. И. Н. Зинкин, Э. М. Надгорный, Б. И. Смирнов. Физика щелочногалоидных кристаллов. Труды II совещания. Рига, 1962.
19. W. Webb. J. Appl. Phys., 31, 194 (1960).
20. Амелинкс. 77, 139 (1962).
21. W. Lachman, J. Steggy, Chem. Engn. Progr. 58, 38 (1962).
22. S. S. Brenner. J. Metals., 14, 809 (1962).
23. S. S. Brenner. J. Metals., 12, 748 (1960).
24. И. Н. Зинкин, Э. М. Надгорный, Б. И. Смирнов. ФТТ, 5, 170 (1963).
25. А. Д. Чевычелов. ФТТ, 5, 1394 (1963).
26. Г. М. Бартнев, Р. Г. Черняков. ДАН СССР, № 4, 800 (1967).

**МЕХАНИЧЕСКИЕ ТЕОРИИ ПРОЧНОСТИ****§ 1. ФИЗИЧЕСКИЕ И МЕХАНИЧЕСКИЕ ГИПОТЕЗЫ ПРОЧНОСТИ****Необходимость создания теорий прочности**

Под прочностью материалов в технике понимают их способность противостоять механическому нагружению вплоть до разрушения или выдерживать значительные изменения формы и размеров тела без разрушения. Под разрушением понимается необратимое макроскопическое разделение твердого тела на отдельные самостоятельные части, в том числе и появление макроскопических трещин.

Прочность материалов чаще всего оценивается величиной силы, напряжения или работы деформаций, которую данный материал выдерживает до разрушения или до получения определенной степени деформации образца, изготовленного из этого материала. Численное значение прочности материала определяется в результате механических испытаний.

Итак, прочность материала выявляется в результате осуществления процесса нагружения. Поэтому нельзя характеризовать прочность любого материала вне учета разнообразных данных по его составу и структуре, по способам получения и обработки его, по условиям производства самих механических испытаний, в том числе скорости нагружения, вида напряженного состояния, температуры и среды.

В подтверждение сказанного приводятся две таблицы. В первой дано сопоставление прочности стали У10 в исходном состоянии (сырой) и закаленной на высокую твердость [1].

Предел текучести и прочность на растяжение закаленной стали У10 в два раза выше, чем у сырой. Относительное удлинение при разрыве закаленной стали в 20 раз меньше, чем сырой. Закаленная сталь имеет предел прочности на сжатие, а сырая сталь сжимается практически беспредельно.

По данным табл. 2 [1] можно заметить существенное повышение прочности стальной проволоки, вызываемое мно-

гократным волочением. Здесь помимо влияния технологии изготовления проволоки сказалось также влияние абсолютных размеров ее диаметра (масштабный фактор).

Таблица 1

Механические характеристики	Сталь	
	сырая	закаленная
Предел прочности на растяжение, $кг/см^2$	7000	16000
Предел прочности на сжатие, $кг/см^2$	нет	30000
Предел текучести при растяжении, $кг/см^2$	6000	13000
Предел текучести при сжатии, $кг/см^2$	6500	15000
Относительное удлинение при разрыве, в %	10	0,5

На прочность материала большое влияние оказывает чистота обработки поверхности, особенно твердых материалов с мелкозернистой структурой, например, закаленных инструментальных сталей У12А, Р9, Р18 [2], наиболее существенная при переменных напряжениях [3].

На рис. 1 показана зависимость механических свойств отожженной проволоки из олова (временное сопротивление разрыву  $\sigma_b$   $кг/мм^2$  и относительное удлинение при разрыве) от скорости нагружения. При

повышении скорости деформирования предел прочности возрастает, а величина относительной остаточной деформации падает [4]. В следующей главе этот вопрос будет рассмотрен подробно.

Влияние температуры испытаний на механические характеристики показано на рис. 2 [1]. Предел прочности при повышении температуры до 250°C возрастает, а затем резко падает. Относительное сужение  $\psi$  и относительное удлинение  $\epsilon_b$  при 250°C имеют минимальную величину. Модуль нормальной упругости  $E$  и предел текучести  $\sigma_{sz}$  при повышении температуры монотонно уменьшаются. Резкое уменьшение прочности конструкционных сталей 18хНЗА, ЭИ366 и ст. 15 при высоких температурах показано на рис. 3 [1].

Таблица 2

Диаметр проволоки, в мм	Предел прочности при растяжении, $кг/см^2$
1,2	18000
3,0	16000
4,5	14000
5,5	13000

Важное значение имеет конструкция нагружающего механизма испытательной машины, которая может быть оценена так называемым коэффициентом податливости  $\Theta$ .

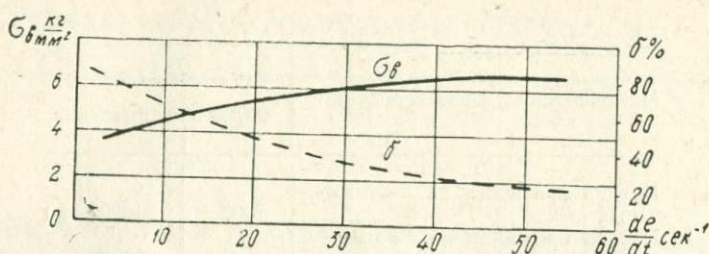


Рис. 1. Зависимость механических свойств отожженной проволоки из олова от скорости нагружения

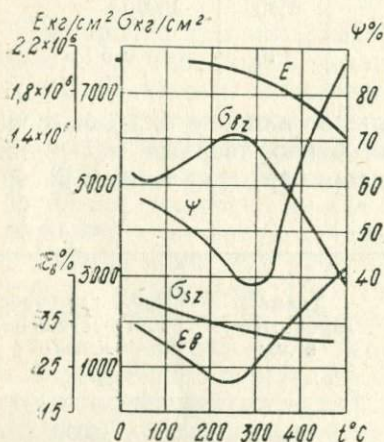


Рис. 2. Влияние температуры испытаний на механические свойства углеродистой стали

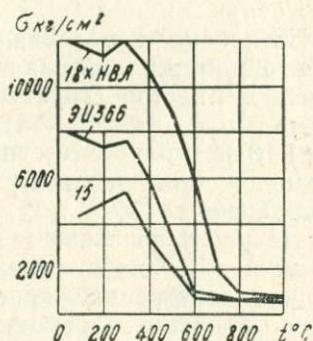


Рис. 3. Влияние высоких температур на прочность некоторых сталей

Этот коэффициент равен отношению величины упругой деформации машины к величине одновременной групповой деформации образца. Чем больше это отношение, тем труднее регулировать скорость пластической деформации образца при испытаниях до разрушения.

Во время механических испытаний воспроизводится определенное напряженное состояние. Механические свойства одного и того же материала, в том числе и его прочность, определяемые при строгом постоянстве всех условий испытаний, будут иными, если изменить вид напряженного состояния, т. е. соотношение главных напряжений. Поэтому возникла необходимость найти обобщенное выражение механиче-

ской прочности, независимое от вида напряженного состояния. Для перехода от одного напряженного состояния к другому без проведения новых механических испытаний необходимо принять определенные теоретические соображения, которые стали называть гипотезами предельного состояния и даже теориями прочности. Такие гипотезы относятся к числу механических теорий прочности [5].

Наряду с механическими (инженерными) теориями прочности существуют и развиваются многочисленные физические гипотезы, назначение которых связать прочность вещества с межатомными силами [4, 6, 7]. Главной задачей любой физической гипотезы прочности является оценка влияния условий испытаний (как правило, при одном и том же напряженном состоянии) на реальную прочность данного материала.

Главная задача любой механической теории прочности сводится к тому, чтобы «...зная условия разрушения материала при некоторых простейших — преимущественно одноосных видах напряженного состояния, установить критерии разрушения при любом виде сложного напряженного состояния» [8].

### Теория хрупкого разрушения

Прочность идеально-однородного твердого тела без каких-либо дефектов определяется взаимодействием межмолекулярных и межатомных сил. Однако рассчитанная таким образом теоретическая прочность будет в десятки и даже сотни раз превосходить реальную прочность материалов, о чем подробно шла речь в III главе.

Для объяснения такого расхождения Гриффитс [6, 7] ввел представление о том, что разрываемые образцы имеют различного рода неоднородности в виде субмикроскопических трещин, расположенных на поверхности или в объеме твердого тела. Приложенная внешняя сила создает вблизи трещины перенапряжение. Разрыв происходит тогда, когда на конце хотя бы одной из «опасных» трещин напряжение достигает критического значения. Кроме того, окружающая среда (пары, газы, влажность) влияет на величину прочности. Исходя из предположения, что на поверхности твердого тела действуют силы напряжения, аналогичные силам, действующим на поверхности жидкости, Гриффитс вывел уравнение

$$\frac{\partial}{\partial t}(W - U) = 0, \quad (1)$$

закрывающееся в том, что в упругой среде при образовании эллиптической формы сквозной трещины длиной  $2l$  уменьше-

ние потенциальной энергии тела  $W$  компенсируется поверхностной энергией трещины  $U$ .

Графическая зависимость  $W$  от  $l$  представлена на рис. 4. Кривые  $\sigma_1$  и  $\sigma_2$  соответствуют двум разным значениям  $\sigma$ , причем  $\sigma_2 > \sigma_1$ . Максимальному  $\sigma_{\max}$  соответствует  $l_{\max}$ , т. е. критическая длина трещины, когда начинается дальнейшее ее удлинение. Зависимость между критическими значениями  $\sigma$  и  $l$  по Гриффитсу

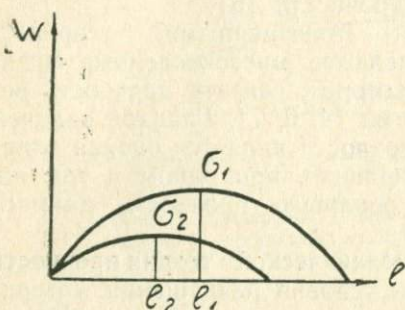


Рис. 4. Зависимость между потенциальной энергией тела и длиной эллиптической трещины (по Гриффитсу)

$$\sigma = \sqrt{\frac{2TE}{\pi\mu l}}, \quad (2)$$

где  $E$  — модуль Юнга,  
 $T$  — поверхностное натяжение,  
 $\mu$  — коэффициент Пуассона,  
 $l$  — длина трещины и  
 $\sigma$  — растягивающее напряжение.

Указанная зависимость получена для растяжения

тонкой однородной пластинки бесконечного размера.

Основные недостатки теории Гриффитса следующие (Я. И. Френкель) [11]:

1. Края трещины имеют закругленную форму (тогда как Френкель считает их острыми).

2. Гриффитс не учел энергии зародышевой щелевидной части.

3. Семейство кривых  $W(l)$  имеет одну экстремальную точку — максимум, что соответствует неустойчивому состоянию трещины.

Френкель теоретически доказал, что для этих кривых кроме максимума существует минимум, соответствующий устойчивому состоянию трещины. По мере возрастания напряжения (см. рис. 5) эти точки сближаются.

Для проверки физической теории прочности Гриффитса был поставлен ряд опытов.

Первое экспериментальное доказательство принадлежит А. Ф. Иоффе [12]. Горячая вода циркулировала вокруг помещенного в ней образца каменной соли, растворяя его поверхностный слой. При этом напряжение в некоторых случаях достигало 150—160 кг/мм<sup>2</sup>, что близко соответствует теоретической прочности каменной соли при растяжении (200 кг/мм<sup>2</sup>).

С. Н. Журковым [13] образцы из стеклянных палочек, поверхность которых растворялась в 30% растворе плавни-

ковой кислоты, а затем обмывалась водой, испытывались на растяжение. Прочность испытанных образцов была в 4—5 раз больше образцов с непротравленной поверхностью.

Таким образом, эти опыты показали, что наличие поверхностных трещин снижает прочность твердых тел.

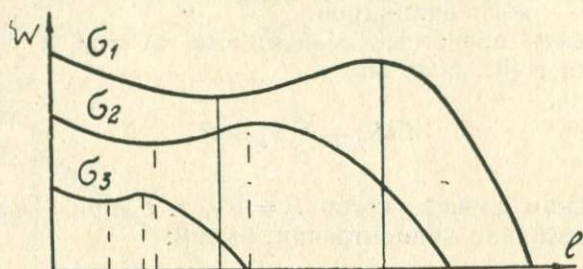


Рис. 5. Графическая зависимость, характеризующая устойчивое и неустойчивое состояние трещины (по Френкелю)

В работах [14—19] показано, что напряжение не является единственным фактором, вызывающим механическое разрушение. Оказалось, что при заданном напряжении прочность зависит от длительности пребывания исследуемого материала в напряженном состоянии.

Рассматривая стекло как прочную упругую среду, в которой распределены квазивязкие включения, Маргетройд [20] высказал следующую гипотезу.

Под действием внешних усилий в начальный момент времени нагрузка одинаково действует во всех участках тела. А так как вязкие элементы являются менее прочными, в них происходит релаксация напряжений. В результате перераспределения напряжения концентрируются в упругой зоне. При достижении концентраций предельного значения, постоянного для данного материала, тело мгновенно разрывается. Это перераспределение тем быстрее, чем больше величина приложенной нагрузки и тем меньше время жизни образца.

Маргетройд представил вязкие и упругие элементы тела в виде цилиндров одинаковой высоты, концы которых закреплены двумя брусками (рис. 6).

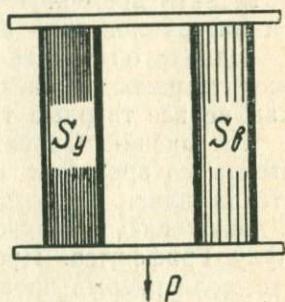


Рис. 6. Модель упруго—вязкого тела Маргетройда

Уравнение равновесия для такой системы:

$$\sigma_y S_y + \sigma_b S_b = P, \quad (3)$$

где  $\sigma_y, \sigma_b$  — напряжения в упругом и вязком элементах,  $S_y, S_b$  — площади поперечного сечения упругого и вязкого цилиндров.

Используя известные зависимости  $\sigma_b^t = \eta \epsilon$  и  $\sigma_y = \epsilon E$  и подставляя в (3), получим

$$E \epsilon S_y + \frac{\eta \epsilon}{t} S_b = P. \quad (4)$$

В предельном случае, когда  $P = P_B$ , т. е. при  $\epsilon = B$  — предельной величине концентрации, имеем:

$$E B S_y + \frac{\eta B}{t} S_b = P_B \quad (5)$$

или

$$P_B - a = \frac{c}{t}, \quad (6)$$

где  $a$  и  $c$  — постоянные.

Таким образом, в этой теории была сделана попытка объяснить временную зависимость прочности хрупкорвущихся материалов типа стекла.

Однако объяснить временную зависимость прочности для всех твердых тел, исходя из такой модели, невозможно, так как не все твердые тела имеют подобное строение.

По мнению Орована [18], явление понижения прочности стекла со временем обусловлено адсорбцией поверхностью стекла влаги из воздуха. Такое взаимодействие приводит к понижению поверхностного натяжения  $T$ , входящего в формулу Гриффитса. Процесс разрыва Орован объясняет тем, что, если разрыв происходит за короткое время, то сорбированная пленка не успевает образоваться на поверхности трещины и разрыв происходит при высоком значении прочности, и наоборот.

Отношение разрывных напряжений при кратковременном и длительном разрывах можно выразить:

$$\frac{\sigma_{\text{быстр}}}{\sigma_{\text{медл}}} = a \sqrt{\frac{T_{\text{вакуум}}}{T_{\text{воздух}}}}. \quad (7)$$

По данным И. В. Обреимова [6], поверхностная энергия слюды в вакууме в 19 раз выше, чем в воздухе.

С. Н. Журков показал, что прочность стеклянных нитей в вакууме в 3,5; 4,5 раза выше, чем в воздухе.

По данным Орована, вышеприведенное отношение для слюды равно 3,5; для стекла, по данным Престона [19], 3,5; для стекла же, по данным Голланда и Тарнера [16], 3,3.

Пересчитывая эти данные в координатах « $\sigma - \lg t$ », Орован приходит к выводу, что существует предельное напряжение, ниже которого образец выдерживает приложенную нагрузку неограниченное время (рис. 7).

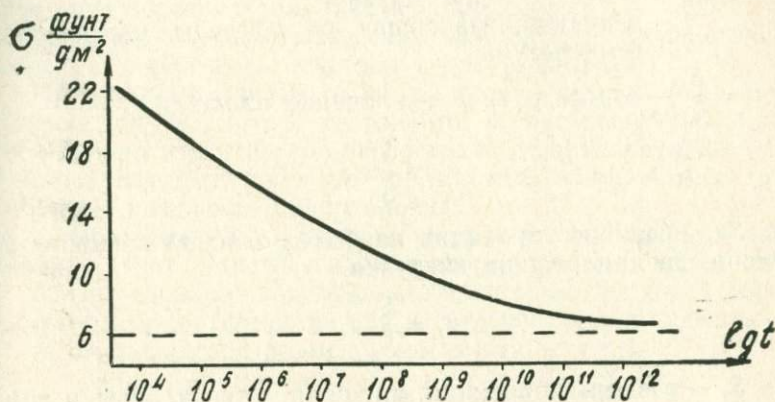


Рис. 7. Зависимость между прочностью и временем приложения нагрузки (по Оровану)

Из рис. 7 видно, что отношение 3,5 получается при

$$\sigma_{\text{быстр}} \simeq 21 \frac{\text{фунт}}{\text{дюйм}^2} \quad \text{и} \quad \sigma_{\text{медл}} \simeq 6 \frac{\text{фунт}}{\text{дюйм}^2}.$$

Если же продолжить кривую в область коротких времен, то получим отношение, стремящееся к бесконечности (как и у Орована), что не имеет физического смысла.

Бартенев [21], предполагая, что скорость роста трещины прямо пропорциональна напряжению и зависит от температуры и действия среды (как и А. П. Александров [22, 23]), вывел зависимость

$$\frac{dS}{dt} = k\sigma, \quad (8)$$

где  $\sigma$  — напряжение, возникающее у краев наиболее опасной трещины,

$S$  — проекция площади, занимаемой трещиной, на сечение,

$k$  — коэффициент пропорциональности, зависящий от ориентации трещины.

После преобразования вышеприведенного уравнения можно получить

$$tP\gamma = \frac{S_0}{\kappa} \int_{\alpha_0}^{\alpha_1} \frac{1}{\beta(\alpha)} (1 - \alpha) \cdot \gamma \cdot d\alpha, \quad (9)$$

где  $t$  — разрывное время,  
 $S_0$  — полное сечение образца,  
 $\gamma$  — величина, зависящая от природы материала и температуры,  
 $\alpha = \frac{S}{S_0}$  — относительное увеличение площади,

$$\alpha_0 = \frac{S^*}{S_0},$$

где  $S^*$  — размеры проекции наиболее опасной трещины на сечение до приложения нагрузки,

$$\alpha_1 = \frac{S_1}{S_0},$$

где  $S_1$  — размеры проекции площади, относящейся к тому моменту, когда

$\sigma_1 = P$  теоретич. (условие разрыва),  
 $P$  — условное разрывное усилие.

Случай Гриффитса отвечает условию  $\sigma_1 = P$  теоретич. при  $\alpha = \alpha_1 = \alpha_0$ . При этих условиях формула (9) дает  $t = 0$ , что наблюдается при мгновенных разрывающих нагрузках.

При длительном воздействии нагрузки  $\alpha = \frac{S_1}{S_0} = 1$  и тогда (9) имеет вид:

$$\lg t = a - \gamma \cdot \lg P, \quad \text{что}$$

совпадает с эмпирической формулой, полученной Голлавлдом и Тарнером.

Использование высокопрочных материалов в различных областях современной техники, главным образом в авиационной и космической, в мощных энергетических установках привело к проблеме распространения трещин в деформируемых твердых телах (проблеме хрупкого разрушения) особую актуальность.

По этой причине в течение последних лет в СССР и за рубежом усилия многих исследователей направлены на разработку теории деформации и разрушения твердых тел с дефектами типа трещин с целью создания на этой основе критериев хрупкой прочности твердых тел.

После работ Гриффитса в разработке теории предельного равновесия хрупких тел принимали участие многие исследователи (см. обзоры [24—27]).

Отметим, что зарубежные исследователи в основном развивают энергетическую концепцию Гриффитса — Ирвина; в работах советских исследователей задачи о распространении трещин в деформируемом теле формируются, главным образом, как некоторые краевые задачи механики сплошных сред. При этом в разряд сил, действующих на упругое тело с трещинами, включаются также силы ослабленных межчастичных связей в окрестности концевой части трещины.

Проведенный анализ работ по теории трещин [25] показывает, что, несмотря на то, что к настоящему времени исследовано значительное число задач статике хрупкого тела с остrokонечными концентраторами типа трещин, мало разработаны следующие направления:

- а. Образование и развитие трещин в квазихрупких материалах (учет пластического деформирования материала),
- б. Исследование взаимодействия системы трещин в деформируемом теле (создание статистической теории трещин),
- в. Учет фактора времени, температуры и др.

### Инженерные теории прочности

Важным вкладом в развитие представлений о механизме разрушения материалов явилось предположение Н. Н. Давиденкова [28] о двух основных типах макроскопического разрушения:

- 1) разрушение от растягивающих напряжений или удлинений — разрушение путем отрыва и
- 2) разрушение от касательных напряжений — разрушение путем среза.

Введение понятия об отрыве и срезе позволяет объяснить и классифицировать многие экспериментальные факты. На рис. 8 приведено сопоставление направлений наибольших упругих удлинений ( $+\epsilon_{\max}$ ) и наибольших касательных напряжений с направлениями начала изломов отрыва и среза при разных способах нагружения (без учета изменения направления излома в процессе разрушения) [3].

В III главе уже отмечалось, что во многих случаях различие между «отрывом» и «срезом» становится весьма затруднительным. Физическое объяснение элементарного акта разрушения еще не ясно [29].

Введение понятия о двух видах разрушения сыграло прогрессивную роль в развитии механики твердого тела, в частности, оно легло в основу объединенной теории Давиденкова — Фридмана.

В. Д. Кузнецов в своем капитальном труде «Физика твердого тела» отметил, что механические теории «...не дают полного решения вопроса о причинах возникновения хрупкости. Вопрос о физической природе хрупкости не будет

Способ нагружения	Направление		Вид разрушения		
	$\epsilon_{max}$	$t_{max}$	Отрыв	Срез	
Растяжен.					
Сжатие					
Срез					
Кручение					
Чистый изгиб					
Изгиб с перерез. силой					
Вдавлиб.					

Рис. 8. Сопоставление направлений наибольших упругих удлинений  $\epsilon_{max}$  и наибольших касательных напряжений  $t_{max}$  с направлениями начала изломов отрыва и среза при разных способах нагружения (по Фридману)

решен до тех пор, пока не будет создана теория прочности металлов, основанная на взаимодействии атомных сил в решетке... Такие механические теории являются необходимым этапом в разработке физической теории прочности».

В развитии механических, «инженерных» теорий прочности можно различить пять этапов [3]:

1. Попытки описать теорией прочности поведение мало-пластичных материалов (силикат, строительные материалы, чугуны).

Развитие теорий прочности тесно связано с технико-экономическим состоянием строительного дела и машиностроения. В XVIII и XIX веках преобладали неметаллические материалы (естественные камни, кирпич, бетон), а из металлов — чугун. В это время наибольшее распространение получили I и II теории прочности, хорошо описывающие поведение материалов, разрушающихся отрывом.

2. Попытки описать течение пластичных материалов. В связи с широким применением пластичных материалов во второй половине XIX века начала широко распространяться III теория прочности. Здесь необходимо заметить, что I, II, III теории прочности были предложены значительно раньше (I — Галилеем, II — Сен-Венаном, III — Кулоном).

3. Применение какой-либо одной теории ко всем материалам и различным видам нарушения прочности.

Нужно отметить, что эти попытки неизменно кончались неудачей.

4. Разграничение материалов и применимых к ним теорий на две основные группы: хрупкие и пластичные.

5. Синтез теорий в объединенные теории прочности.

Особенно актуальной проблемой, как указывалось выше, является создание теории прочности для хрупких материалов. Если до 50-х годов нашего столетия можно отметить бурное появление различных теорий (см. обзоры [10], [31—35]), то, начиная с 50-х годов, количество их значительно уменьшилось. В настоящее время идет накопление экспериментальных данных и раскрытие физики явлений [36—50], но жизнь, практика настоятельно требуют создания такой теории, на основании которой уже сейчас можно было бы вести инженерные расчеты.

Разработка инженерных методов расчета затрудняется специфическими особенностями протекания процесса нагружения реальных деталей машин и элементов конструкций, в том числе влияние трения на степень пластической деформации, предшествующей разрушению, например, при сжатии и резании металлов [51, 52]. Сопrotивление материалов равномерной деформации удобно определять безразмерными параметрами [53].

Ниже будет дан обзор механических, «инженерных» теорий прочности для хрупких материалов, в том числе и многих горных пород, будут приведены имеющиеся в технической литературе экспериментальные данные по проверке указанных теорий. После анализа пределов применимости существующих теорий прочности для хрупких материалов будут высказаны новые предложения, расширяющие области применения принятого критерия прочности.

## ЛИТЕРАТУРА

1. С. Д. Пономарев и др. Расчеты на прочность в машиностроении. Т. 1, Машгиз, 1956.
2. З. М. Конюшко. Исследование прочности термически обработанных инструментальных сталей. Расчеты на прочность в машиностроении, № 4, 1955. (Юб. сборник МВТУ).
3. Я. Б. Фридман. Механические свойства металлов. Оборонгиз, 1952.
4. В. Д. Кузнецов. Физика твердого тела. Т. 1—5, 1937—1949.
5. М. М. Филоненко-Бородич. Механические теории прочности. Изд. МГУ, 1961.
6. Б. Н. Нарзуллаев, Л. Г. Калмыкова. Физические теории прочности твердых тел (обзор современных представлений). Труды АН Тадж. ССР, т. 54, 1956.
7. А. В. Степанов. О дислокационных теориях прочности и пластичности твердых тел. ЖТФ, т. 23, № 7, 121, 1953.
8. Н. Н. Давиденков. За и против единой теории прочности. Вестник инженеров и техников. 1947, № 4.
9. В. М. Шанников, К. Н. Кан, Е. Д. Вдовин. Общий метод расчета на прочность деталей из пластмасс. Труды ЛИАП, вып. 52, 1967, л.
10. Ю. И. Ягн. Новые методы расчета на прочность. Вестник инженеров и техников, № 6, 1931.
11. Я. И. Френкель. Теория обратимых и необратимых трещин в твердых телах. ЖТФ, XX, 1952.
12. А. Ф. Иоффе. Физика кристаллов. ГИЗ, М.—Л., 1929.
13. С. Н. Журков и Б. Н. Нарзуллаев. Временная зависимость прочности твердых тел. ЖФТ, 23, 1953.
14. T. C. Backer, E. W. Preston. J. of Appl. Phys., v. 17, 1946.
15. C. Garneya, Z. Borvowski. Proc. Phys. Soc., 61, 1948.
16. A. U. Holland and Turner W. E., J. Soc. glass. Techn. 24, 1940.
17. R. N. Haward. Trans. Faraday Soc., 39, 1942; 39, 1943.
18. E. Orowan. Nature, 154, 1944.
19. F. W. Preston and T. C. Backer. J. Appl. phys., 13, 1942.
20. J. Murgatroyd. J. Soc. glass. Techn., 28, 1944.
21. Г. М. Бартенев. О некоторых закономерностях прочности резины на разрыв. ДАН СССР, 82, 49, 1952.
22. А. П. Александров. О хрупкости. Изв. АН СССР, 7—8, 1944.
23. А. П. Александров и С. Н. Журков. Явление хрупкого разрыва. ГТТИ, 1933.
24. Г. И. Баренблатт. Математическая теория равновесных трещин, образующихся при хрупком разрушении. II, МТФ, № 4, 1961.
25. Г. Н. Савин, В. В. Панасюк. Развитие исследований по теории предельного равновесия хрупких тел с трещинами. ПМех., т. IV, вып. I, 1965.
26. С. Е. Ковчик. Исследование сопротивления материала распространению трещин. Автореферат диссертации к.т.н. Львов, 1967.
27. А. Ю. Ишлинский. Сопоставление двух моделей развития трещины в твердом теле. Инженерный журнал «Механика твердого тела», «Наука», 1968, № 6.
28. Н. Н. Давиденков. Динамические испытания металлов. 2-е изд., 1936.
29. Б. М. Ровинский. Определение коэффициента Пауссона методом угловых рентгеновских снимков. Инж. сборник, т. 5, вып. 1, 1948.
30. Haigh. Engineering, 1920, 101.
31. Westergaard, Z. Angew. Math. a. Mech., 84, 1924.
32. Дружинин и Ягн. Сопротивление материалов. 1931.
33. П. П. Баландин. Вестник инженеров и техников. 1, 1937.

34. И. Н. Миротлюбов. Труды Ленинградского технологического института, № 25 1953.
35. А. А. Лебедев. Расчеты на прочность при сложном напряженном состоянии (теории прочности). Киев, 1968.
36. М. Я. Леонов. Элементы теории хрупкого разрушения. ПМТФ, № 3, 1961.
37. М. Я. Леонов, К. Н. Русинко. О механизме деформаций полухрупкого тела. Пластичность и хрупкость, Изд. «Илим», Фрунзе, 1967.
38. Н. Ф. Лашко. Упрочнение и разрушение металлов. Оборонгиз, 1951.
39. А. Немчинский и Н. Фокина. О прочности закаленной стали. Физика металлов и металловедение, т. II, 1956, вып. 1.
40. Б. Я. Пинес. О хрупкой прочности. ЖТФ, т. 16, вып. 9, 981, 1946.
41. Я. М. Потак. Хрупкое разрушение стали и стальных деталей. Оборонгиз, 1955.
42. Л. М. Певзнер и А. М. Якимова. О влиянии размеров образцов при растяжении на механические характеристики металлов. Заводская лаборатория, 1967, № 5.
43. В. А. Павлов, М. В. Якутович. ДАН СССР, т. XXVII, 1951.
44. В. А. Павлов. ДАН СССР, XXVIII, 1951, № 4.
45. Е. Е. Сурикова и Ф. С. Савицкий. Сопротивление разрушению закаленных сталей при объемном неравномерном сжатии. ФММ, т. 6, вып. 1, 173, 1958.
46. Л. М. Седоков, Ю. С. Богомолов. Определение прочности хрупких пластмасс на разрыв путем сжатия цилиндрических образцов по радиусу. Пластические массы, 1962, № 11.
47. Т. Собепанек. Некоторые замечания о разрушении путем отрыва. Изв. вузов, «Машиностроение», 1967, № 11.
48. Н. К. Снитко. О теории прочности металлов с учетом структуры. ЖТФ, т. XVIII, вып. 6, 1948.
49. Ю. И. Ягн, Н. Т. Смотрин. Гипотезы прочности винилпласта. ЖТФ, т. 21, вып. 12, 1951.
50. О. П. Бурмакина и Ф. С. Савицкий. О разрушении закаленной стали при двухосном сжатии. ФММ, т. 10, вып. 4, Свердловск, 1960.
51. Л. М. Седоков. Коэффициент трения и пластическая деформация. Известия вузов, «Физика», 1964, № 4.
52. Л. М. Седоков. Закономерности пластической деформации при резании металлов, основанные на идеализированной модели этого процесса. Сб. «Итоги исследований по энергетике и машиностроению за 50 лет». Изд. Томского университета, Томск, 1968.
53. Л. М. Седоков. Безразмерные параметры сопротивления металлов пластической деформации. Заводская лаборатория, 1964, № 10.

## § 2. КРИТЕРИИ РАЗРУШЕНИЯ ХРУПКИХ МАТЕРИАЛОВ

По мере развития науки и техники, применения в различных отраслях хозяйства все новых и новых материалов выдвигалась задача отыскания фактора, на основании которого можно было бы, не прибегая в каждом отдельном случае к всесторонним испытаниям, производить оценку опасности напряженного состояния и выявлять наиболее напряженные места деталей. Основной задачей каждой теории прочности является установление такого фактора (критерия).

Выбранный критерий проверяется экспериментальным путем при различных напряженных состояниях (чаще при плоском напряженном состоянии) для различных материалов.

Ниже будут рассмотрены теории прочности хрупких материалов, основанные на различных критериях, которые, исходя из их физического смысла, можно подразделить на три группы:

- а) теории напряжений;
- б) теории деформаций;
- в) теории потенциальной энергии.

К первой группе можно отнести теорию наибольших нормальных напряжений и теорию О. Мора, ко второй группе — теорию наибольших деформаций, к третьей группе — теории Баландина, Шляйхера, Миролюбова, Дошинского, Боткина.

Особую группу образуют теории, не имеющие определенного физического содержания. К этой группе необходимо отнести теории Ягна — Буржинского, Кана и Первушина. Особняком стоит статистическая теория прочности С. Д. Волкова, в основе которой лежит рассмотрение статистического микропроцесса разрушения. При изложении содержания этих теорий мы будем придерживаться в основном хронологического порядка. Затем будут рассмотрены объединенные теории.

### Теория наибольших нормальных напряжений

Теория наибольших нормальных напряжений была предложена Г. Галилеем в XVII веке и развита в дальнейшем Ляме, Клебшем и Рэнкином. Критерием опасного состояния по этой теории является величина наибольшего нормального напряжения, таким образом, любые напряженные состояния будут равнопрочными, если у них наибольшие нормальные напряжения равны.

$$\sigma_{\max} = \text{const.} \quad (1)$$

Учитывая, что для хрупких материалов имеется предел прочности и на растяжение —  $\sigma_p$  и на сжатие —  $\sigma_c$ , а также считая равноправными все три оси в пространстве напряжений, условие прочности (1) мы можем записать [1]

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &\leq \sigma_p; & \sigma_1 &\geq -\sigma_c \\ \sigma_2 &\leq \sigma_p; & \sigma_2 &\geq -\sigma_c \\ \sigma_3 &\leq \sigma_p; & \sigma_3 &\geq -\sigma_c \end{aligned} \right\}.$$

Приведенные шесть уравнений определяют положение шести плоскостей в пространстве напряжений. Эти плоскости выделяют объем в форме куба с гранями, параллельными координатным плоскостям.

Для плоского напряженного состояния условие прочности (при  $\sigma_3 = 0$ ) записывается:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 &\leq \sigma_p; & \sigma_1 &\geq -\sigma_c \\ \sigma_2 &\leq \sigma_p; & \sigma_2 &\geq -\sigma_c \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Контур прочности для плоской задачи представляет квадрат, несимметричный относительно начала координат.

Анализируя первую теорию прочности, необходимо отметить:

### Стекло ( $\nu = 0,045$ )

*Давиденков Н.Н., Ставрогин А.Н. (1954г)*

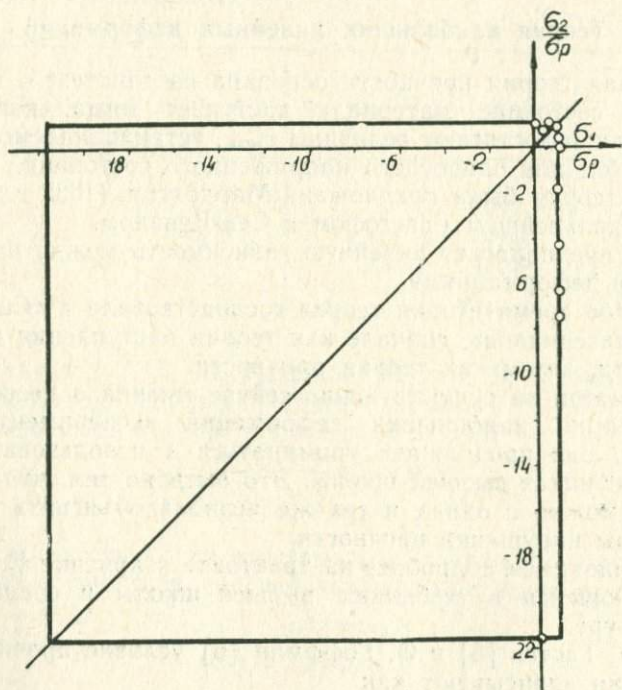


Рис. 1. Сопоставление теории наибольших нормальных напряжений с опытами со стеклом при плоском напряженном состоянии

1. Это самая грубая теория. Она не делает различия между сложным и простым напряженными состояниями. (Она снимает вопрос о теориях прочности).

2. Во многих учебниках высшей школы I теория прочности отвергается полностью и излагается только в историческом плане.

Однако эта теория прочности получила хорошее экспериментальное подтверждение в опытах со строительными (искусственными каменными) материалами.

Н. Н. Давиденковым совместно со своими сотрудниками [2—4] была предпринята попытка по установлению границ применимости I теории прочности. Методика проверки — соответствие теории разрушению материалов при плоском напряженном состоянии. Опыты со стеклом и гипсом дали удовлетворительные результаты (рис. 1). Эксперименты с другими хрупкими материалами, имеющими незначительную пластичность, не подтверждают этого.

### Теория наибольших линейных деформаций

Вторая теория прочности основана на гипотезе о том, что опасное состояние материала наступает тогда, когда его деформации достигают величины  $\varepsilon_{\max}$ , устанавливаемой опытным путем для одноосного напряженного состояния.

Эта теория была предложена Мариоттом (1682 г.) и развита в дальнейшем Грасгофом и Сен-Венаном.

Она предполагает линейную зависимость между напряжениями и деформациями.

Долгое время вторая теория господствовала в «Сопротивлении материалов», вначале как теория наступления предела текучести, затем как теория прочности.

Несмотря на существующие сейчас мнения о несоответствии теории наибольших деформаций экспериментальным данным, она продолжает упоминаться и использоваться во всех учебниках высшей школы. Это вызвано тем, что по этой теории можно с одних и тех же позиций объяснить различные виды нарушения прочности.

Остановимся подробнее на трактовке и критике II теории, встречающейся в учебниках высшей школы и специальной литературе.

В. А. Гастев [5] и О. Гоффман [6] условие прочности по II теории записывают как

$$\sigma_1 - \mu(\sigma_2 + \sigma_3) \leq \sigma_p. \quad (3)$$

При этом В. А. Гастев для одноосного сжатия по этой теории находит при  $\sigma_1 = \sigma_2 = 0$ ,  $\sigma_3 = -\sigma_c$

$$\mu\sigma_c = \sigma_p. \quad (4)$$

Анализируя приводимое этими авторами условие прочности, нужно отметить, что:

1. Уравнение прочности в осях главных напряжений соответствует плоскости, для плоской задачи — прямой (при  $\sigma_3 = 0$ )

$$\sigma_1 - \mu\sigma_2 \leq \sigma_p.$$

2.  $\frac{\sigma_p}{\sigma_c} = \mu$  (4), но  $\mu$  — коэффициент поперечной деформации и изменяется в пределах от 0 до 0,5.

Экспериментальные же данные дают следующие значения указанных величин (табл. 1), которые не соответствуют полученным выводам для одноосного сжатия. На рис. 2 показана сплошной линией корреляция коэффициента хрупкости

$\nu = \frac{\sigma_p}{|\sigma_c|}$  и коэффициента поперечной деформации —  $\mu$ , пунктиром — предположение  $\nu = \mu$ .

Таблица 1

Материал	$\mu$	$\sigma_p, \text{кг/мм}^2$	$\sigma_c, \text{кг/мм}^2$	$\frac{\sigma_p}{ \sigma_c }$
Стекло	0,23	4	87,5	0,45
Гипс	0,22	0,41	3,0	0,14
К-18-2	0,26	4,70	19,30	0,24
ЭЗЛ-120	0,33	7,10	14,90	0,48
Чугун	0,28	2)	64	0,32
Закл. сталь У-7	0,28	17)	185	0,94

Н. М. Беляев [7], Г. С. Глушков [8], М. В. Рубинин [9], С. А. Бернштейн [10] и ряд других авторов [11—13] условие прочности по второй теории дают в виде

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 - \mu(\sigma_2 + \sigma_3) &= \sigma_p \\ \sigma_3 - \mu(\sigma_1 + \sigma_2) &= \sigma_c \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

Это соответствует в пространстве главных напряжений двум плоскостям. Для плоской задачи (при  $\sigma_3 = 0$ )

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 - \mu\sigma_2 &= \sigma_p \\ -\mu(\sigma_1 + \sigma_2) &= \sigma_c \end{aligned} \right\}.$$

М. М. Филоненко — Бородич [14] дает следующие уравнения

$$\left. \begin{aligned} -\sigma_0 &\leq \sigma_1 - \mu(\sigma_2 + \sigma_3) \leq \sigma_0 \\ -\sigma_0 &\leq \sigma_2 - \mu(\sigma_1 + \sigma_3) \leq \sigma_0 \\ -\sigma_0 &\leq \sigma_3 - \mu(\sigma_1 + \sigma_2) \leq \sigma_0 \end{aligned} \right\}, \quad (6)$$

однако, он считает, что «по существу этой теории следует ограничить лишь положительные удлинения; в этом случае

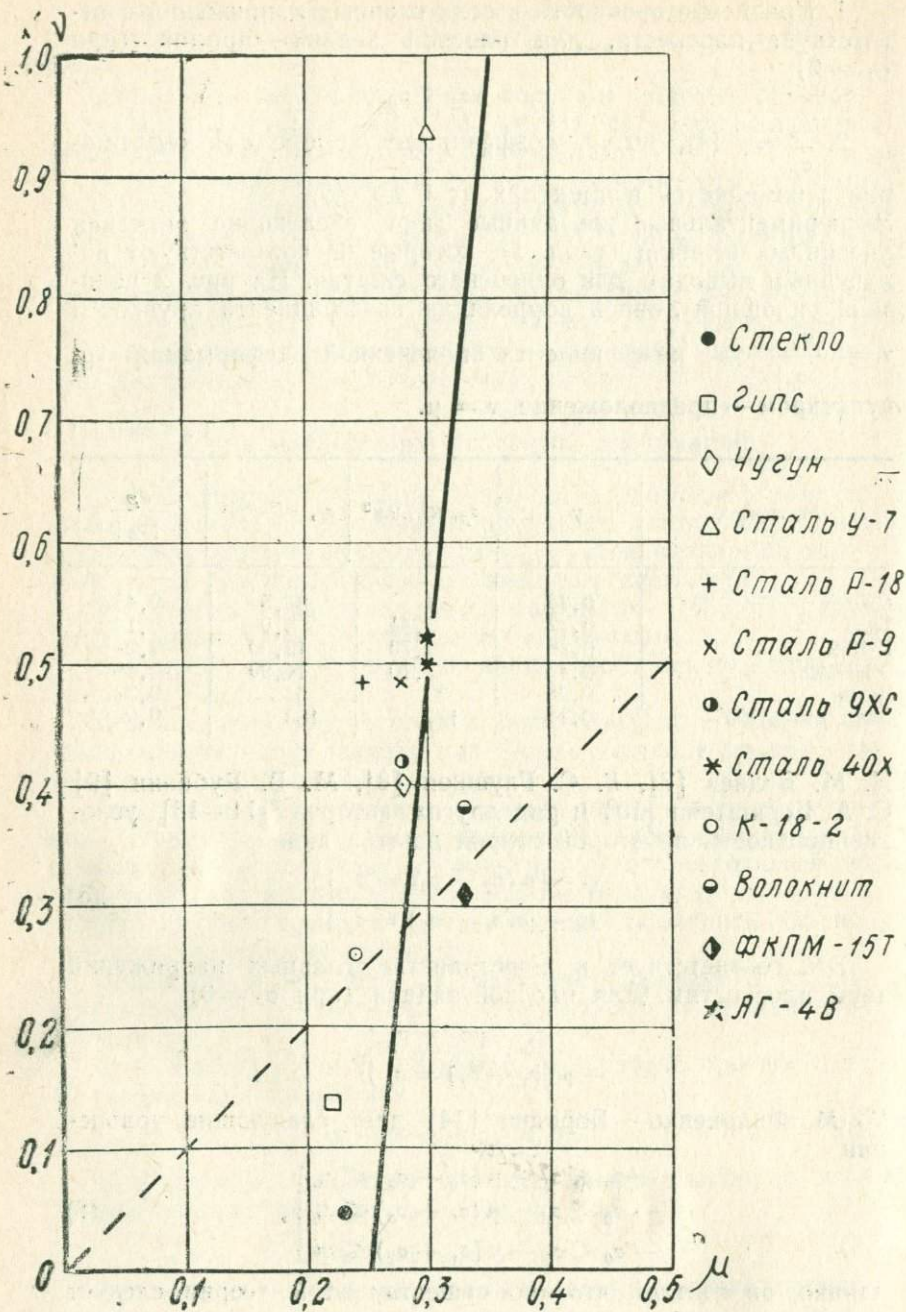


Рис. 2. Зависимость между коэффициентом поперечной деформации  $\mu$  и коэффициентом хрупкости  $\nu$

в двойных неравенствах отпадают их левые стороны ( $-\sigma_0$ ) и останутся лишь три неравенства».

Для плоской задачи (при  $\sigma_3 = 0$ )

$$\left. \begin{aligned} -\sigma_0 &\leq \sigma_1 - \mu\sigma_2 \leq \sigma_0 \\ -\sigma_0 &\leq \sigma_2 - \mu\sigma_1 \leq \sigma_0 \end{aligned} \right\}.$$

Филоненко-Бородич дает контур, показанный на рис. 3а.

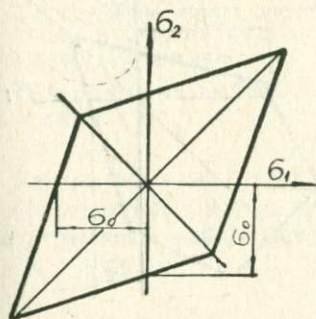


Рис. 3а. Контур прочности по теории наибольших линейных удлинений (по Филоненко-Бородичу — первый вариант)

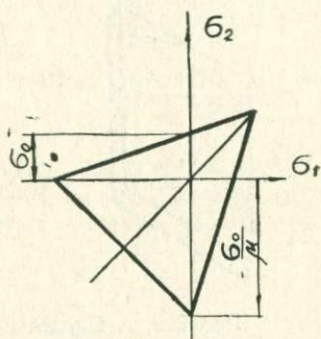


Рис. 3б. Контур прочности по теории наибольших удлинений (по Филоненко-Бородичу — второй вариант)

В другой работе этот же автор [15] контур для подобной задачи строит на основании уравнений (рис. 3 б):

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 - \mu\sigma_2 &= \sigma_0 \\ -\mu(\sigma_1 + \sigma_2) &= \sigma_0 \\ \sigma_2 - \mu\sigma_1 &= \sigma_0 \end{aligned} \right\}.$$

Г. Н. Кузнецов [1] условие прочности по теории наибольших удлинений записывает:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 - \mu(\sigma_2 + \sigma_3) &\leq \sigma_p; & \sigma_1 - \mu(\sigma_2 + \sigma_3) &\geq -\sigma_c \\ \sigma_2 - \mu(\sigma_1 + \sigma_3) &\leq \sigma_p; & \sigma_2 - \mu(\sigma_1 + \sigma_3) &\geq -\sigma_c \\ \sigma_3 - \mu(\sigma_1 + \sigma_2) &\leq \sigma_p; & \sigma_3 - \mu(\sigma_1 + \sigma_2) &\geq -\sigma_c \end{aligned} \right\}.$$

«Соответствующая этим уравнениям предельная поверхность представляет равносторонний косоугольный параллелепипед, грани которого являются ромбами (рис. 3, в). Ось симметрии параллелепипеда составляет равные углы с координатными осями» [1].

Рассматривая контур для плоской задачи [1] (рис. 3, г), можно прийти к следующему выводу: в области двухосного растяжения II теория дает существенное завышение по сравнению с экспериментом [2].

Второй недостаток — замкнутость предельной поверхности в области трехосного сжатия (поскольку однородное изотропное тело довести до разрушения в условиях всестороннего равномерного сжатия невозможно). И, наконец, А. К. Малмейстер [16] считает, что «поверхность прочности, согласно

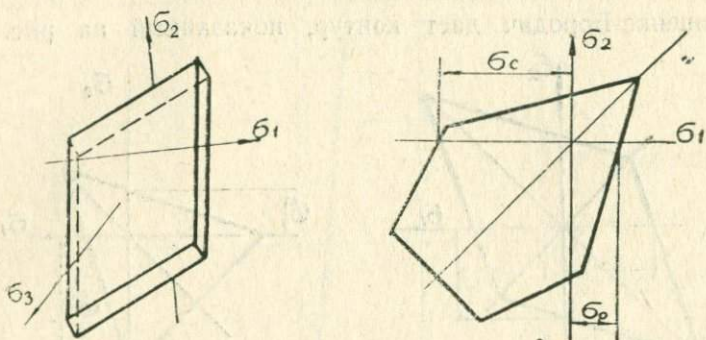


Рис. 3 в, г. Предельная поверхность (в) и контур прочности (г) по теории наибольших удлинений (по Г. Н. Кузнецову)

этой теории, состоит из двух прямых пирамид, примыкающих одна к другой своими основаниями и представляющих собой равносторонние треугольники в сечениях, нормальных к общей оси. Последняя совпадает с одной из пространственных диагоналей прямоугольной системы координат главных напряжений».

Анализируя соответствие второй теории прочности экспериментальным данным, различные авторы высказывают следующие замечания:

Таблица 2

№ п/п	Критические замечания по II т. пр.	Авторы
1	Вторая теория прочности противоречит опытным данным. Не подтверждается для пластичных материалов	Беляев Н. М. Бернштейн С. А. Гоффман О. Дарков А. В. Рубинин А. А. Попов А. А. Пономарев С. Д.
2	Не соответствует разрушению хрупких материалов	Глушков Г. С. Волков С. Д.
3	Не учитывает влияние сдвигов	Глушков Г. С. Рубинин А. А.
4	Не подтверждается при всестороннем растяжении или сжатии	Беляева Н. М. Глушков Г. С.

№ п.п	Критические замечания по II т. пр.	Авторы
5	Неверно допущение, что $E$ и $\mu$ одинаковы и постоянны при осевом и объемном напряженном состоянии.	Пономарев С. Д. Гастев В. А.
6	Разрушение может происходить при различных соотношениях главных напряжений и даже при разгрузке	Волков С. Д. М. М. Филоненко-Бородич Гастев В. А.
7	Необоснована при линейной зависимости между $\epsilon$ и $\sigma$ .	Гастев В. А. Пономарев С. Д.

Таким образом, вторая теория трактуется различными авторами по-своему и существует даже мнение, что она представляет только исторический интерес (С. Д. Пономарев и др.).

### Теория О. Мора

Известно, что на круговой диаграмме напряженное состояние определяется тремя окружностями и областью, заключенной между ними. Если принять, что свойства материала связаны с величиной максимальных касательных напряжений и не зависят от величины промежуточного главного напряжения, то опасность напряженного состояния может характеризоваться одной (наибольшей) окружностью. На основании испытания материала при различных напряженных состояниях может быть получено целое семейство таких окружностей. Плавная кривая, огибающая эти окружности, будет характеризовать предельное состояние для данного материала.

Поскольку огибающая для каждого материала будет строго индивидуальна, то невозможно получить аналитическую зависимость, пригодную для всех материалов. Поэтому на практике пользуются чаще упрощенным критерием Мора. Получение упрощенного критерия Мора основано на аппроксимации огибающей кривой прямой линией, касательной к двум окружностям, соответствующим одноосным растяжению и сжатию. На рис. 4 показано геометрическое построение, в результате которого получим:

$$\sigma_1 - \nu\sigma_3 = \sigma_p, \quad (7)$$

здесь

$$\nu = \frac{\sigma_p}{|\sigma_c|}.$$

Признавая равнозначность осей, необходимо записать критерий Мора следующим образом:

$$\sigma_1 - \nu\sigma_3 = \sigma_p$$

$$\sigma_3 - \nu\sigma_1 = \sigma_p.$$

Недостатки критерия Мора заключаются в следующем:

1. Не учитывает промежуточное главное напряжение, которое оказывает существенное влияние на прочность материалов [17].

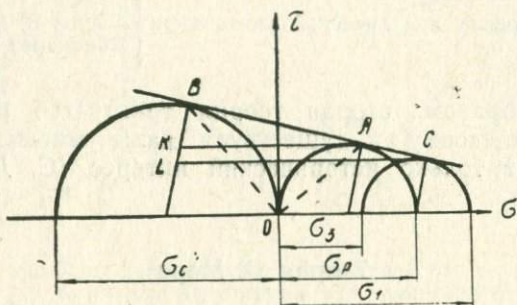


Рис. 4. Геометрическое построение к выводу упрощенного критерия Мора

2. При одинаковых знаках главных напряжений приводит к неопределенности.

3. Как показано К. К. Лихаревым, уверенно пользоваться полученным критерием можно только в пределах раствора угла  $AOB$  (см. рис. 4).

Существует ряд работ, в которых теория Мора трактуется иначе. Так, в работе [25] условие прочности по Мору записывается в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 - \nu\sigma_2 &\leq \sigma_p; & \sigma_2 - \nu\sigma_1 &\leq \sigma_p \\ \sigma_1 - \nu\sigma_3 &\leq \sigma_p; & \sigma_3 - \nu\sigma_1 &\leq \sigma_p \\ \sigma_2 - \nu\sigma_3 &\leq \sigma_p; & \sigma_3 - \nu\sigma_2 &\leq \sigma_p \end{aligned} \right\} \quad (8)$$

Соответствующая этим уравнениям поверхность прочности представляет правильную шестигранную пирамиду с вершиной, направленной в сторону положительного октанта. Ось пирамиды составляет равные углы с направлениями координатных осей.

Имеется также ряд попыток условие Мора записать как

$$\tau_{\max} = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} \leq c + f \left( \frac{\sigma_1 + \sigma_3}{2} \right), \quad (9)$$

где  $c$  — коэффициент сцепления между частицами, а также аппроксимировать предельную огибающую кривую эллипсами [15]. Однако в инженерной практике употребляется только упрощенный критерий Мора.

### Теория Шляйхера

Критерием прочности по этой теории [22] является величина полной потенциальной энергии, однако предельное значение ее предполагается не постоянным, а зависящим от среднего нормального напряжения:

$$U = f\left(\frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3}\right). \quad (10)$$

Невозможность с позиций теорий, основанных на потенциальной энергии и получивших подтверждение для пластичного состояния материалов, описать разрушение хрупких материалов побудило исследователей ввести в указанные теории, кроме сопротивления одноосному растяжению, предел прочности на одноосное сжатие, а также коэффициент

$\nu = \frac{\sigma_p}{|\sigma_c|}$ , называемый в дальнейшем «коэффициентом хрупкости». Шляйхер (1925), предполагая функцию  $U = f(\sigma_0)$  линейной, условие прочности записывает как [19]:

$$\begin{aligned} \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2 - 2\mu(\sigma_1\sigma_2 + \sigma_2\sigma_3 + \sigma_1\sigma_3) + \\ + (\sigma_c - \sigma_p)(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) \leq \sigma_p\sigma_c. \end{aligned} \quad (11)$$

В пространстве главных напряжений поверхность прочности по указанной теории представляет конус. При  $\mu = 0,5$  поверхность прочности будет представлена параболоидом вращения.

Для плоской задачи (считая  $\mu = 0,5$ ) имеем

$$\begin{aligned} \frac{1-\nu}{2}(\sigma_1 + \sigma_2) + \\ + \frac{1}{2}\sqrt{(1-\nu)^2(\sigma_1 + \sigma_2)^2 + 4\nu(\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - \sigma_1\sigma_2)} \leq \sigma_p, \end{aligned} \quad (12)$$

т. е. уравнение, совпадающее с уравнением для аналогичной задачи по теории П. Баландина.

### Теория П. Баландина

Критерием прочности принимается величина энергии формозменения, предельное значение которой предполагается

линейно зависимым от среднего нормального напряжения [19]:

$$U_{\phi} = A \left( \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3} \right) + B. \quad (13)$$

Условие прочности записывается в виде:

$$\frac{1-\nu}{2} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) + \frac{1}{2} \sqrt{(1-\nu)^2 (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)^2 + 4\nu (\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2 - \sigma_1\sigma_2 - \sigma_2\sigma_3 - \sigma_3\sigma_1)} \leq \sigma_p. \quad (14)$$

Поверхность прочности в осях  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  представляет параболоид вращения.

Для плоской задачи

$$\frac{1-\nu}{2} (\sigma_1 + \sigma_2) + \frac{1}{2} \sqrt{(1-\nu)^2 (\sigma_1 + \sigma_2)^2 + 4\nu (\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - \sigma_1\sigma_2)} \leq \sigma_p. \quad (15)$$

По данным З. М. Конюшко [20], теория П. Баландина дает хорошее совпадение для закаленных сталей.

### Теория И. Н. Миролюбова

В качестве критерия принимается октаэдрическое касательное напряжение с учетом влияния нормального октаэдрического напряжения [21]:

$$\tau_{\text{окт}} + f \sigma_{\text{окт}} \leq C, \quad (16)$$

где  $f = \sqrt{2} \frac{1-\nu}{1+\nu}$  — коэффициент трения на октаэдрической площадке,

$$C = \frac{2\sqrt{3}\sigma_p}{3(1+\nu)},$$

$\nu$  — коэффициент хрупкости. В развернутом виде это дает

$$\frac{1+\nu}{2} \left\{ \sqrt{\frac{1}{2} [(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2]} + \frac{1-\nu}{1+\nu} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) \right\} \leq \sigma_p. \quad (17)$$

Поверхность прочности представляет собой конус вращения, ось которого равнонаклонена к осям координат  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$ .

Для плосконапряженного состояния ( $\sigma_3 = 0$ ):

$$\frac{1-\nu}{2}(\sigma_1 + \sigma_2) + \frac{1+\nu}{2}\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - \sigma_1\sigma_2} \leq \sigma_p. \quad (18)$$

### Теория прочности А. И. Боткина

А. И. Боткин [18] предложил для хрупких и сыпучих материалов гипотезу прочности, учитывающую влияние третьего главного напряжения. При выводе аналитического выражения этой гипотезы А. И. Боткин исходил из формулы для преобразования потенциальной энергии, заложенной в основе теории Губера. Аналитическое выражение имеет вид:

$$\tau_{\text{окт}} \leq m(n + P), \quad (19)$$

где

$m$  — коэффициент внутреннего трения,  
 $n$  — коэффициент сцепления;

$P = \frac{\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3}{3}$  — гидростатическое напряжение;

$\tau_{\text{окт}} = \frac{1}{3}\sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2}$  — интенсивность напряжения сдвига на октаэдрической площадке.

Из условия прочности А. И. Боткина следует, что разрушение материала, как и по теории Мора, может наступить по двум причинам: от нормальных и скальвающих напряжений.

Графически гипотеза Боткина изображается поверхностью кругового конуса. Коэффициенты  $m$  и  $n$  применительно к хрупким материалам могут быть найдены по формулам:

$$n = \frac{2\sigma_c \sigma_p}{3(\sigma_c - \sigma_p)}; \quad m = \frac{\sqrt{2}(\sigma_c - \sigma_p)}{\sigma_c + \sigma_p}.$$

При плоском напряженном состоянии ( $\sigma_3 = 0$ )

$$\frac{1-\nu}{2}(\sigma_1 + \sigma_2) + \frac{1+\nu}{2}\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2 - \sigma_1\sigma_2} = \sigma_p \quad (20)$$

совпадает со значением по теории Миролубова.

### Теория Г. А. Дошинского

Эта теория является обобщением теории средней деформации на хрупкие материалы. Поскольку для хрупких материалов предельное значение величины средней деформации возрастает при переходе от растяжения к сжатию, то исход-

ное выражение для предельного значения средней деформации представляется в виде [23]:

$$\epsilon_{\text{ср}}^{\text{кв}} = A\Theta + B, \quad (21)$$

где  $A$  и  $B$  — коэффициенты, определяемые на основе испытания материала на растяжение и сжатие,  $\Theta = \epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3$  — относительная объемная деформация. Для хрупкого материала значения средних деформаций определяются

$$\epsilon_{\text{ср}}^{\text{раст}} = \epsilon_p \sqrt{\frac{1 + 2\mu^2}{3}},$$

$$\epsilon_{\text{ср}}^{\text{сж}} = \epsilon_c \sqrt{\frac{1 + 2\mu^2}{3}},$$

где  $\mu$  — коэффициент Пуассона,  $\epsilon_p$  и  $\epsilon_c$  — относительные продольные деформации в момент разрушения при растяжении и сжатии. Коэффициенты  $A$  и  $B$ :

$$A = \frac{(\epsilon_p - \epsilon_c) \sqrt{1 + 2\mu^2}}{(\epsilon_p + \epsilon_c)(1 - 2\mu) \sqrt{3}}, \quad B = \frac{2\epsilon_p \epsilon_c}{\epsilon_p + \epsilon_c} \sqrt{\frac{1 + 2\mu^2}{3}}.$$

Условие прочности

$$\epsilon_{\text{ср}} \leq \epsilon_{\text{ср}}^{\text{кв}}$$

в развернутом виде представляется как

$$\begin{aligned} \sqrt{\frac{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2 + \epsilon_3^2}{3}} &\leq \frac{(\epsilon_p - \epsilon_c) \sqrt{1 + 2\mu^2}}{(\epsilon_p + \epsilon_c)(1 - 2\mu) \sqrt{3}} \times \\ &\times (\epsilon_1 + \epsilon_2 + \epsilon_3) + \frac{2\epsilon_p \epsilon_c}{\epsilon_p + \epsilon_c} \sqrt{\frac{1 + 2\mu^2}{3}}. \end{aligned}$$

Выражая главные деформации и предельные деформации растяжения и сжатия через напряжения и делая преобразование, получим уравнение предельной поверхности

$$\frac{1 + \nu}{2} \sqrt{9\sigma_0^2 - K_\mu(\sigma_1\sigma_2 + \sigma_2\sigma_3 + \sigma_3\sigma_1)} + \frac{3(1 - \nu)}{2} \sigma_0 \leq \sigma_p,$$

где

$$\nu = \frac{\sigma_p}{|\sigma_c|}; \quad K_\mu = \frac{2(1 + \mu)^2}{1 + 2\mu^2}; \quad \sigma_0 = \frac{1}{3}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3).$$

В зависимости от соотношения характеристик материала  $\nu$  и  $\mu$  могут быть получены различные формы предельной поверхности, заключенные между двумя, имеющими линейную образующую: при  $\mu = 0,5$ ,  $\nu = 1$  имеем цилиндр Губера-Мизеса-Генки, при  $\mu = 0,5$ ,  $\nu < 1$  — конус Миролюбова.

## Теория Буржинского — Ягна

Теория не имеет определенного физического толкования и исходит из условий геометрической интерпретации теории прочности в пространстве напряжений в виде поверхности вращения второго порядка, симметричной относительно осей координат пространства напряжений.

Условие прочности в форме, предложенной Буржинским [24], будет:

$$\sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2 - 2n(\sigma_1\sigma_2 + \sigma_2\sigma_3 + \sigma_3\sigma_1) + (\sigma_c - \sigma_p)(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) \leq \sigma_p\sigma_c, \quad (22)$$

где

$$n = \frac{\sigma_p\sigma_c}{2\tau_{cd}^2} - 1.$$

Тождественное с этим условие прочности предложено Ю. И. Ягном [25] в форме общего симметричного уравнения поверхности второго порядка

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 + m(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)^2 + n(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) \leq l, \quad (23)$$

где

$$m = \frac{6\tau_{cd}^2 - 2\sigma_p\sigma_c}{\sigma_p\sigma_c}; \quad n = \frac{6\tau_{cd}^2(\sigma_c - \sigma_p)}{\sigma_p\sigma_c}; \quad l = 6\tau_{cd}^2.$$

Исследование приведенных уравнений показывает, что они могут в зависимости от различных соотношений  $\sigma_p$ ,  $\sigma_c$  и  $\tau_{cd}$  обращаться в любую из поверхностей второго порядка, совпадая в каждом частном случае с поверхностью, соответствующей одной из рассмотренных выше теорий потенциальной энергии.

Эта универсальность теории Буржинского — Ягна является вместе с тем и ее серьезным недостатком:

1. При наличии трех параметров  $\sigma_p$ ,  $\sigma_c$  и  $\tau_{cd}$ , определяющих форму предельной поверхности в пространстве напряжений, можно в ряде случаев от небольшого численного изменения параметра  $\tau_{cd}$  получить коренные изменения в форме предельной поверхности. Так, например, при  $\tau_{cd} =$

$= \sqrt{\frac{\sigma_p\sigma_c}{3}}$  получим параболоид вращения, при  $\tau_{cd} >$

$> \sqrt{\frac{\sigma_p\sigma_c}{2}}$  — эллипсоид вращения с центром, смещенным

относительно начала координат.

Отсюда следует, что неизбежные погрешности в определении экспериментальным путем исходных параметров могут

привести к принципиально различным формам предельной поверхности.

2. Наличие трех экспериментально определяемых параметров снижает значение теорий прочности, поскольку в этом случае возможно построение предельного контура для плоской задачи по этим трем точкам для любого материала. Различные аналитические аппроксимации будут давать близкие расчетные значения.

3. Возникают большие трудности при определении  $\tau_{сд}$ .

### Теория К. Н. Кана и Ю. С. Первушина

Данная теория была предложена для конкретной группы материалов; применительно к жестким термореактивным пластмассам.

В общем виде критерий может быть записан как [26]:

$$A(\sigma_1 + \sigma_2) + B(\sigma_1^2 + \sigma_2^2) + C\sigma_1\sigma_2 + D\sqrt{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} + E\sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + \sigma_1^2 + \sigma_2^2} = 1. \quad (24)$$

Коэффициенты  $A, B, C, D, E$  находятся по испытаниям на одноосное растяжение, одноосное сжатие, двухосное сжатие, двухосное растяжение и чистый сдвиг.

Для практических расчетов авторы упрощают критерий до вида

$$\frac{a(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3) + b(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3)^2 + c\sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2}}{1} = 1.$$

Если учесть, что предел прочности при одноосном сжатии отличается от двухосного равного сжатия не более, чем на 10 ÷ 12% (для пластмасс), тогда коэффициенты  $a, b$  и  $c$  могут быть выражены через пределы прочности при растяжении и при сжатии

$$a = \frac{3(1 - \nu)}{\sigma_p(5 + \nu)}; \quad b = \frac{\nu(1 - \nu)}{\sigma_p^2(5 + \nu)}; \quad c = \frac{(\nu + 2)(\nu + 1)}{\sigma_p\sqrt{2}(5 + \nu)}.$$

Формула эквивалентности имеет вид

$$\sigma_{экр} = \frac{\sigma_p}{2} \{ [a(\sigma_1 + \sigma_2) + c\sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + \sigma_1^2 + \sigma_2^2}] + \sqrt{[a(\sigma_1 + \sigma_2) + c\sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + \sigma_1^2 + \sigma_2^2}] + 4b(\sigma_1 + \sigma_2)^2} \}. \quad (25)$$

Предельный контур для К—18—2 по критерию Кана и Первушина показан на рис. 5. Там же отдельными точками нанесены результаты опытов. Наличие большого количества экспериментально определяемых коэффициентов, а также

громоздкость формул и отсутствие ясного физического объяснения говорит не в пользу данной теории.

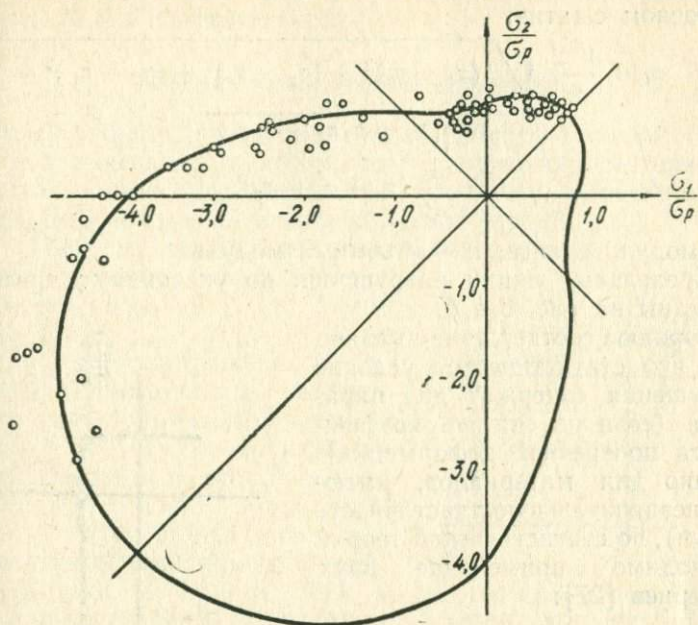


Рис. 5. Контур прочности для пластмасс К—18—2 по теории Кана и Перушина

### Статистическая теория

Начало исследований статистической теории прочности положено Вейбуллом в Швеции (1939). Почти одновременно велись работы у нас в СССР Афанасьевым (1940), Конторовой и Френкелем (1941).

На ее развитие оказали влияние работы Давиденкова, Пашкова, Витмана, Шевандина, Чечулина, Ребиндера, Серенсена, Фридмана, Снитко, Якутовича, Павлова, Колесникова, Рыбалко, Кузнецова, Васильева и др.

Пользуясь коэффициентом вариации А. Н. Колмогорова (отношение моментов распределений случайных величин), С. Д. Волковым была создана статистическая теория прочности, учитывающая структурную неоднородность материалов [27].

Для хрупких материалов критерий прочности по этой теории имеет вид

$$C_1 - \sigma_1^2 = C_2 \left( \frac{\sigma_1^2}{6G} + \frac{\sigma_0}{2K} \right), \quad (26)$$

где  $C_1$  и  $C_2$  — коэффициенты, определяемые на основании экспериментальных данных при одноосном растяжении и одноосном сжатии,

$$\sigma_i = \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 + 6(\sigma_1 \sigma_2 + \sigma_2 \sigma_3 + \sigma_3 \sigma_1)}$$

$$\sigma_0 = \frac{1}{3} (\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3),$$

$G$  — модуль сдвига,  $\kappa$  — объемный модуль.

Предельные линии разрушения по указанному критерию показаны на рис. 6, а, б.

Хорошее соответствие вызвано тем, что статистическое условие разрушения содержит два параметра (если не считать коэффициента поперечной деформации). Однако для материалов, имеющих незначительную пластичность (чугун), по статистической теории необходимо применение двух критериев [27]:

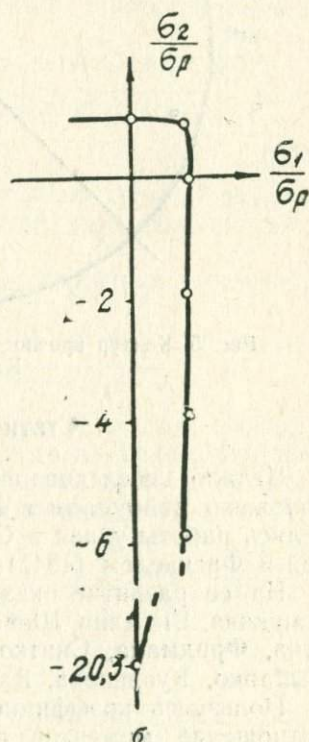
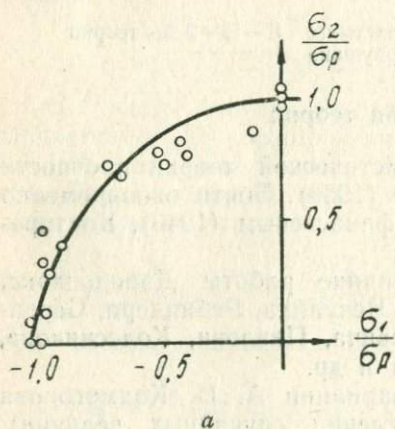


Рис. 6, а, б. Предельный контур по статистической теории прочности (по С. Д. Волкову) для стали (а) и стекла (б)

1) критерия хрупкого разрушения (показан выше) в I и II (IV) квадрантах и

2) критерия вязкого разрушения

$$(C_1 - C_2 \sigma_3)^2 = \sigma_2^2 + \sigma_3^2 - 2\mu \sigma_2 \sigma_3 \quad (27)$$

в III квадранте.

Это является слабым местом теории; кроме того, применение в инженерной практике усложняется определением статистических коэффициентов.

### Объединенные теории прочности

Невозможность какой-либо одной теорией дать количественное и качественное объяснение разрушения материалов побудило многих исследователей к синтезу существующих теорий. Рассмотрим пять объединенных теорий.

1. Одной из первых попыток является, видимо, синтез первой теории и теории Мора, осуществленный С. П. Тимошенко [28].

Для плосконапряженного состояния геометрическая картина такого синтеза представляется в первом и третьем квадрантах по первой теории, а во втором и четвертом — по теории Мора (см. рис. 7а). Этот синтез имеет все недостатки объединяемых теорий.

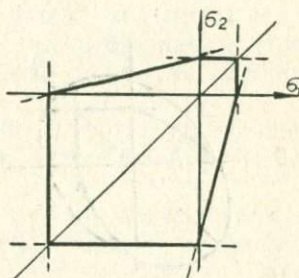


Рис. 7а. Синтез первой теории и теории Мора (по С. П. Тимошенко)

2. Корнет и Грасси [29], а также Фишер [30, 31] предложили аппроксимировать предельные линии разрушения чугуна при помощи трех уравнений, вывод которых основан на следующих гипотезах.

1. Предполагается, что разрушение невозможно без пластической деформации, в свою очередь, пластическое течение начинается в соответствии с IV теорией:

$$(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2 = 2\sigma_p^2. \quad (28)$$

2. Наиболее «опасное» в смысле разрушения графитное включение имеет правильную эллиптическую форму, так что на его контуре может быть подсчитан коэффициент концентрации напряжений по формулам теории упругости.

3. Графитные включения сопротивляются сжатию, как основной металл, но не оказывают сопротивления растяжению.

При двухосном растяжении на периферии эллиптической полости имеется точка, где тангенциальное и радиальное напряжения равны нулю. В этом случае критерий прочности приводится к виду

$$K\sigma_1 = \sigma_p,$$

где  $K$  — коэффициент концентрации напряжений.

Таким образом, в первом квадранте предельный контур соответствует 1-й теории прочности (рис. 7, б). Во втором квадранте в области растяжения—сжатия:  $\sigma_1 > 0$ ;  $\sigma_2 = 0$ ;  $\sigma_3 < 0$  на периферии эллиптической полости имеется точка, где уравнение (28) принимает вид:

$$K^2 \sigma_1^2 - K \sigma_1 \sigma_3 + \sigma_3^2 = \sigma_p^2. \quad (29)$$

В третьем квадранте (в области двухосного сжатия) уравнение (28) остается неизменным, поскольку предполагается, что концентрация напряжений здесь отсутствует (3-я гипотеза).

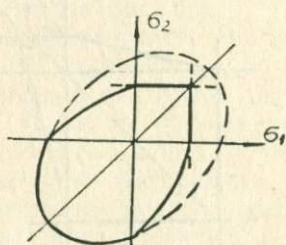


Рис. 76. Синтезированный контур прочности для чугуна (по Корнетуи и Грасси)

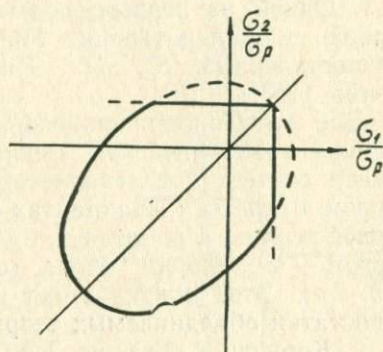


Рис. 77. Контур прочности для чугуна (по Давиденкову)

Коэффициент концентрации напряжений определяется по данным испытаний чугуна на одноосное сжатие. По данным опытов [29]  $\kappa = 3,2$ , по данным работы [32]  $\kappa = 3,3$  и по данным [31]  $\kappa = 2,5$ .

Несмотря на то, что формулы (28) и (29) удовлетворительно аппроксимируют опытные данные для чугуна [30], их следует считать эмпирическими, так как 2-я и 3-я гипотезы не согласуются с опытом.

Нужно отметить, что в чугуне даже самого лучшего качества имеются графитные включения весьма сложной формы, с острыми углами и ребрами.

Вероятность появления трещин в окрестности таких дефектов структуры значительно больше, чем у правильных шаровых или эллиптических включений. Поэтому коэффициент концентрации напряжений  $\kappa$ , определенный для идеально правильных эллиптических полостей, для чугуна не имеет реального физического смысла.

Предположение, как следствие из 3-й гипотезы, об отсутствии растягивающих напряжений на элементах структуры чугуна при одноосном и двуосном сжатии также не соответствует действительности.

3. Для описания предельного контура при плоском напряженном состоянии для чугуна Н. Н. Давиденков предложил объединить первую теорию и теорию П. П. Баладина [33] (рис. 7, в.).

Первая теория должна применяться в первом квадранте и в первой части второго, пока сжимающее напряжение не превосходит по своей величине растягивающее.

В остальной части второго (или четвертого) квадранта, а также в третьем квадранте напряжений, по предложению Н. Н. Давиденкова, должна применяться теория П. П. Баладина.

Однако уже в самой идее такого синтеза заложены недостатки: необходимость использования двух критериев, неопределенность (какой использовать критерий) во втором (четвертом) квадранте.

4. Предложение Н. Н. Давиденкова о двух различных механизмах разрушения нашло свое дальнейшее развитие в работах Я. Б. Фридмана. [34—36].

В основе синтеза Я. Б. Фридмана лежит геометрическая схема, названная им «диаграммой механического состояния материала». Н. Н. Давиденков предложил называть ее «диаграммой предельных механических состояний», так как для каждого напряженного состояния она выбирает только предельное значение  $\sigma_{\max}$  и  $\tau_{\max}$ .

Принципиально новыми в этой схеме являются два положения: во-первых, отнесение всех вязких разрушений на долю касательных напряжений, даже если они наступили при растяжении; во-вторых, оправдание для хрупких разрушений гипотезы наибольших деформаций, приводящей к приведенным напряжениям.

Для построения диаграммы механического состояния требуется экспериментальное определение: 1) обобщенной кривой течения; 2) сопротивления отрыву  $S_{\text{отр}}$ ; 3) сопротивления срезу  $t_k$ .

Точное определение этих характеристик, особенно первой и второй, представляет значительные трудности, а при конечных деформациях во многих случаях пока вообще невозможно.

Построение кривой течения в области значительных пластических деформаций вплоть до разрушения представляет собой еще не решенную задачу: при растяжении — ввиду образования шейки, при сжатии — ввиду невозможности довести пластичные материалы до разрушения; кроме того, при сжатии — ввиду влияния трения на торцах.

При больших пластических деформациях проявляется поворот кристаллографических плоскостей относительно деформируемого материала и появление анизотропии. Большие

трудности для вязких материалов представляет экспериментальное определение сопротивления отрыву  $S_{отр}$ .

Диаграмма механического состояния (рис. 8) составляет из двух расположенных рядом частей. По оси ординат обеих частей диаграммы отложены максимальные касательные напряжения  $t_{max}$ . По оси абсцисс отложены в левой части

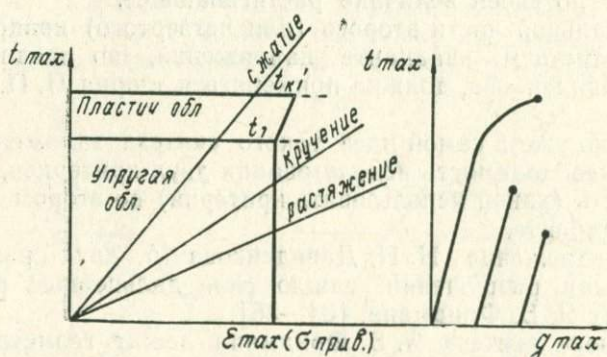


Рис. 8. Диаграмма механического состояния Я. Б. Фридмана

максимальные приведенные растягивающие напряжения  $S_{прив, max}$ , в правой—максимальные пластические сдвиги  $g_{max}$ . Левая часть диаграммы характеризует условно „жесткость“ или „мягкость“ способа нагружения по отношению  $\alpha = \frac{t_{max}}{S_{прив, max}}$  по сравнению с  $\eta = \frac{t_T}{S_{отр}^{прив}}$  (отношение предела текучести к сопротивлению отрыву), в то время как правая часть диаграммы представляет обобщенную кривую течения  $t_{max} = f(g_{max})$ . Прямые, проведенные из начала координат левой части диаграммы под определенным углом к оси абсцисс, тангенс которого равен  $\alpha$ , характеризуют то и иное напряженное состояние (табл. 3).

Таблица 3

№ п.п.	Вид напряженного состояния	$\alpha$
1	Всестороннее растяжение	0
2	Всестороннее сжатие	$\infty$
3	Осевое растяжение	0,5
4	Осевое сжатие	2
5	Кручение	0,8

Прямыми линиями в левой части показаны: предел текучести  $t_T$ , сопротивление срезу  $t_K$ , выраженные в каса-

тельных напряжениях, и сопротивление отрыву  $S_{отр}^{прив}$  в приведенных напряжениях. Прямолинейность линий  $t_T$  и  $t_K$  вытекает из принятия III теории прочности. Эта прямолинейность является приближенной, в особенности для объемных напряженных состояний. Следует отметить, что большая часть опытов по проверке различных теорий прочности проведена при двух, а не при трехосных напряженных состояниях.

Характеристика опасного вида разрушения зависит от того, какую из предельных линий пересечет указанная прямая: линию отрыва или линию среза.

Прямые  $t_T$ ,  $t_K$  и  $S_{отр}$  ограничивают две замкнутые области: а) упругую область (между линиями  $t_T$  и  $S_{отр}$ ), б) пластическую область (между линиями  $t_K$  и  $S_{отр}$ ).

В последнем случае отрыв происходит после более или менее значительной пластической деформации.

Диаграмма механического состояния учитывает:

1. Напряженное состояние, характеризуемое а.
2. Отношение сопротивления отрыву  $S_{отр}$  к сопротивлению срезу  $t_K$ .
3. Разное для разных способов нагружения положение сопротивления отрыву по отношению к обобщенной кривой.

Дискуссия, проведенная на страницах журнала «Вестник инженеров и техников» [37] об единой теории прочности Фридмана, показала:

Предложенная Я. Б. Фридманом схема во многих случаях не подтверждается опытом. В принципе единая теория прочности возможна, но для создания ее необходимы широкие эксперименты с различными материалами. Идея о двух видах разрушения оказалась весьма плодотворной и в механике материалов, и в металловедении. Схема Фридмана не дает количественной оценки прочности.

5. В 1951 г. Т. Пелчинский [38] описал условие разрушения путем отрыва, основанное на второй гипотезе прочности, а также указал на то, что это условие зависит от типа напряженного состояния.

Это условие Т. Пелчинский представил на диаграмме прочности, названной автором диаграммой граничных напряжений.

Условие разрушения Т. Пелчинским выражено в виде:

$$R_0 = (1 - 2\mu) \sigma_0 + \frac{2}{3} (1 + \mu) \sigma_i \cos \omega, \quad (30)$$

где  $R_0$  — сопротивление отрыву,  
 $\mu$  — коэффициент Пуассона,

$$\sigma_0 = \frac{1}{3}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3);$$

$$\cos \omega = \frac{\sigma_1 - \sigma_0}{2/3 \sigma_I};$$

$$\sigma_I = \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2},$$

и является уравнением прямой, описанной при помощи инвариантов напряженного состояния  $\sigma_0$ ,  $\sigma_I$  и  $\omega$ .

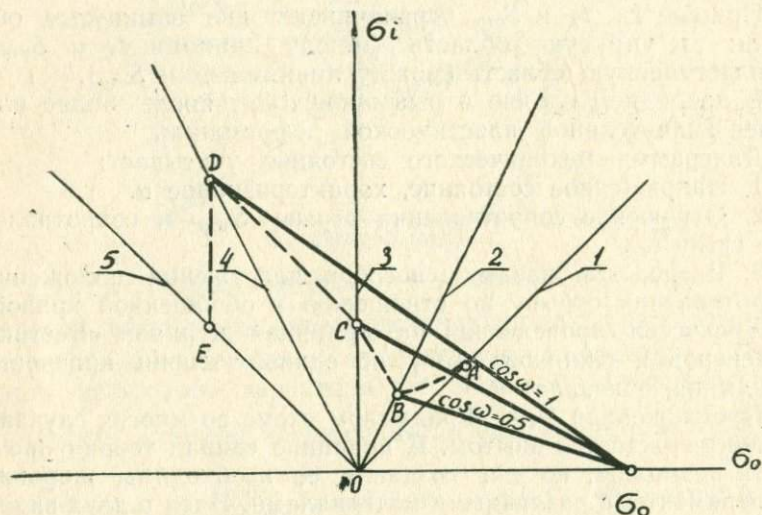


Рис. 9. Диаграмма граничных напряжений Т. Пелчинского

На рис. 9 показана диаграмма граничных напряжений Т. Пелчинского. Координатами этой диаграммы являются  $\sigma_I$  и  $\sigma_0$ . Из точки  $R$  с абсциссой  $\sigma_0 = \frac{R}{1 - 2\mu}$  направлен пучок прямых, характеризующих разрушение путем отрыва. На рис. 9 показаны три из них:

а) для одноосного растяжения ( $\cos \omega = 1$ ),

б) для сдвига ( $\cos \omega = \frac{\sqrt{3}}{2}$ );

в) для одноосного сжатия ( $\cos \omega = 1/2$ ).

Прямые, выходящие из точки  $O$ , изображают различные напряженные состояния. Разрушение путем отрыва возникает тогда, когда прямая для данного способа нагружения пере-

сечет прямую разрушения путем отрыва с соответствующим углом  $\omega$ .

*ABCDE* — разрушение путем отрыва для плоских напряженных состояний, 1 — двухосное сжатие, 2 — одноосное сжатие, 3 — сдвиг, 4 — одноосное растяжение и 5 — двухосное растяжение.

Недостатком этой диаграммы, а также диаграммы Фридмана является невозможность получить количественную оценку предела разрушения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Г. Н. Кузнецов. Механические свойства горных пород. Углетехиздат, 1947.
2. Н. Н. Давиденков, А. Н. Ставрогин и Н. А. Петрова. О критерии прочности при хрупком разрушении. ДАН СССР, 1954, т. 99, № 1.
3. Н. Н. Давиденков, А. Н. Ставрогин. О критерии прочности при хрупком разрушении и плоском напряженном состоянии. Изв. АН СССР, ОТН, 1954, № 8.
4. Н. Н. Давиденков и В. А. Ярков. Хрупкое разрушение при двухосном сжатии. ЖТФ, 1955, т. 25, № 12.
5. В. А. Гастев. Краткий курс сопротивления материалов. Физматгиз, 1959 г.
6. О. Гоффман, Г. Закс. Введение в теорию пластичности для инженеров (пер. с англ.), ГНТИмаш, М., 1957.
7. Н. М. Беляев. Сопротивление материалов. ГИЗ ТТЛ, М., 1956.
8. Г. С. Глушков и др. Курс сопротивления материалов. Высшая школа, 1965.
9. М. В. Рубинин. Сопротивление материалов, Машгиз, М., 1961.
10. А. С. Берштейн. Сопротивление материалов. Высшая школа, 1961 г.
11. А. А. Попов. Курс сопротивления материалов. Машгиз, 1958.
12. С. Д. Пономарев и др. Расчеты на прочность в машиностроении. Т. 1, Машгиз, 1956 г.
13. А. В. Дарков и др. Сопротивление материалов. Высшая школа, 1959 г.
14. М. М. Филоненко-Бородич. Курс сопротивления материалов, ГИЗТТЛ, 1956 г.
15. М. М. Филоненко-Бородич. Механические теории прочности. Изд. МГУ, 1961 г.
16. А. К. Малмейстер. Геометрия теорий прочности. Механика полимеров, 1, Рига, 1966 г.
17. Теория пластичности. Сб. статей под редакцией Ю. Н. Работнова, ИЛ, 1948 г.
18. И. Г. Гончаров. Прочность каменных материалов в условиях различных напряженных состояний. Л.—М., 1960 г.
19. П. П. Баландин. Вестник инженеров и техников. 1, 1937 г.
20. З. М. Колюшко. Исследование прочности термически обработанных инструментальных сталей. Расчеты на прочность в машиностроении. № 4, 1955 г., (Юб. сборник МВТУ).
21. И. Н. Миролюбов. Труды Ленинградского технологического института, № 25, 1953 г.
22. F. Schleicher. Der Spannungszustand an der Fließgrenze, Zs. angew Math., Mech., Bd. 6, № 3, 1926.

23. Г. А. Дошинский. Обобщение условия средней деформации на хрупкие материалы, Изв. ТПИ, т. 96, вып. 1, 1959 г.

24. W. Burzynski. Ueber die Anstrengungshypothesen, Schweiz, Bauzeitung, № 21, Bd. 94, 1929 г.

25. В. И. Ягн. Новые методы расчета на прочность. «Вестник инженеров и техников», 1931 г., № 5.

26. К. Н. Кан, Ю. С. Первушин. Выбор критерия прочности для жестких терморезистивных пластмасс. Механика полимеров, 4, 1966.

27. С. Д. Волков. Статистическая теория прочности. Машгиз, 1960 г.

28. С. П. Тимошенко. Соппротивление материалов. Т. II, 1965, ФМГаз, М.

29. R. C. Grassi and J. Cornet. J. of Appl. Mech. v. № 17, 1950.

30. F. C. Fischer, A criterion for the failure of Cast Iron, ASTM, Bull., April., 1952, № 181.

31. F. C. Fischer. A criterion for the failure of Cast Iron, General Electric Research Laboratory Report, 1949 г.

32. J. Cornet and R. C. Grassi, J. of Appl. Mech., vol., № 2, 1955.

33. Н. Н. Давиденков. О хрупком разрушении. Вопросы машиноведения, Изд. АН СССР, 1950, М.

34. Я. Ю. Фридман. Механические свойства металлов. Оборонгиз, 1952 г.

35. Я. Б. Фридман. Некоторые результаты изучения характеристик разрушения материалов, Сб. «Современные методы испытаний материалов в машиностроении», Машгиз, 1956 г.

36. Я. Б. Фридман. Единая теория прочности металлов. М., Оборонгиз, 1943 г.

37. Н. Н. Давиденков. За и против единой теории прочности. «Вестник инженеров и техников», 1947 г., № 4.

38. T. Pećczynski. Wplyw stany napiecia na przejście materialy w stan plastyczny, Przegląd Mech., 1951, г. № 6, 7.

### § 3. ФАКТИЧЕСКАЯ ПРОЧНОСТЬ ХРУПКИХ МАТЕРИАЛОВ

А. Фёппль [1] в своих опытах подвергал всестороннему сжатию в толстостенном стальном цилиндре, наполненном маслом, образцы примерно кубической формы со стороною от 1 до 3 см при давлении до 3000 кг/см<sup>2</sup>.

Образцы были изготовлены из дерева, песчаника, кирпича и разных цементов.

Образцы из кирпича и однородного цемента никаких повреждений от всестороннего равного сжатия не имели. На основании этих экспериментов Фёппль сделал вывод, что всесторонним сжатием изотропной, не имеющей внутренних пороков, материал разрушить невозможно.

В другой серии опытов им же испытывались кубики из гранита, песчаника и цемента в условиях одноосного и двухосного сжатий со смазкой опорных плоскостей. Кроме того, при испытании на одноосное сжатие была проведена серия без смазки. При испытании на одноосное сжатие со смазкой кубики разрушались по плоскостям, параллельным приложенной силе. При двухосном сжатии со смазкой разрушение

происходило путем отрыва, перпендикулярно отсутствующему напряжению. Данные по этим опытам приведены в табл. 1.

Таблица 1

Материал	Сжатие, кг/см <sup>2</sup>	То же со смазкой	Двухосное со смазкой
Цемент (1:3)	247	138	147
Песчаник	624	249	248
Гранит	1460	407	453

Приведенные опыты дают возможность сделать следующие выводы:

1. Разрушение при одноосном сжатии со смазкой и двухосном равном сжатии объяснимо только с позиций II теории прочности.

2. Добавление сжатия в поперечном направлении, равного по величине в продольном направлении (при наличии смазки), не меняет прочности материала, т. е. не имеет смысла испытывать материал в условиях двухосного равного сжатия [2, 3].

Интересно отметить, что к этому же выводу можно прийти, рассматривая результаты опытов Н. Давиденкова и В. Яркова [4] по двухосному сжатию гипсовых кубиков.

Эксперимент был предпринят с целью выяснения, какой теории соответствует разрушение хрупкого материала при двухосном сжатии. Образцы из медицинского гипса размером  $2 \times 2 \times 2$  см<sup>2</sup> разрушались при семи различных соотношениях главных напряжений на специальной установке. Результаты опытов даны в табл. 2 и на рис. 1.

Таблица 2

$\sigma_2/\sigma_1$	Число образцов	$\sigma_1$ кг/см <sup>2</sup>	$\sigma_2$ кг/см <sup>2</sup>	Возраст образцов
0	7	7,32	0	3 суток
0,33	5	8,15	2,69	"
0,53	5	7,87	4,14	"
0,72	5	7,96	5,73	"
0,97	5	7,76	7,53	"
1,20	5	6,35	7,62	"
1,93	5	3,83	7,50	"
3,43	4	2,07	7,15	"

Как видно из рис. 1, отклонение экспериментальных точек от первой теории прочности (штриховая линия) незначитель-

но. Авторами опытов отмечено также повышение в 2,5 раза прочности при одноосном сжатии кубиков по сравнению с таким же сжатием трубок [4]. Это расхождение авторы объясняют более совершенным уплотнением кубиков в пресс-формах. Это также можно объяснить на основании выводов И. Г. Гончарова [2], отметившего влияние формы образца на его прочность для строительных материалов.

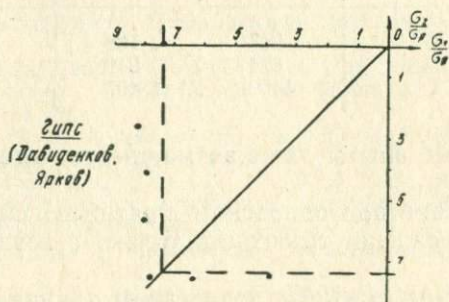


Рис. 1. Опыты Н. Давиденкова и В. Яркова по двухосному сжатию гипсовых кубиков

Опыты Кармана [5] по трехосному сжатию образцов из мрамора и песчаника дали возможность сделать заключение, что:

а) с увеличением гидростатического давления прочность материала закономерно повышается;

б) третье главное напряжение влияет на прочность материала.

П. Бриджмен [6] исследовал при одноосном сжатии мыльный камень, мрамор, диабаз, кварц. При этом было отмечено незначительное увеличение объема материала, объясняемое влиянием раскрытия микротрещин.

Для выяснения влияния жидкости на скелет пористых тел О. В. Вяземский [7] проводил опыты по двухосному сжатию бетонных цилиндров. Образцы помещались в толстостенную стальную трубу, торцы цилиндров выпускались через особые сальники наружу, что обеспечивало свободную деформацию в направлении продольной оси.

Когда давление достигало известной величины, образцы разрушались путем отрыва по плоскостям, перпендикулярным к продольной оси, точно так, как если бы к образцам прикладывалось осевое растягивающее усилие.

Большое исследование прочности и пластичности бетона выполнено О. Я. Бергом [8]. В этой работе выяснено влияние трения на опорных поверхностях образцов; оно меньше сказывается на образцах-призмах и больше на кубиках.

«Разрушение образца является следствием развития микрощелей и носит характер последовательного прорастания трещин, типичного для хрупкого разрыва». Разрушение образцов происходит при нагрузках, очень близких к величине нагрузки, при которой образуются микрощели.

Микрощели были обнаружены в микроскоп при нагрузках  $P = (0,55 \div 0,6) R_{г.р.д.}$  и имели раскрытие  $10 \mu$  и протяженность  $10-20$  мм. В этот момент поперечные деформации бетона составляют в среднем  $\epsilon_y = 10^{-4}$ , что совпадает с величиной предельной деформации бетона при испытании на одноосное растяжение: «Следовательно, начало разрушения бетона при сжатии имеет устойчивую характеристику, которая не зависит от вида испытания и формы образца. Этой характеристикой является величина предельной деформации бетона в поперечном к действию силы направлении».

Коэффициент Пуассона  $\mu$  к моменту обнаруживания микрощелей достигает величины 0,5. После появления микрощелей вследствие быстрого роста поперечных размеров коэффициент превышает величину 0,5. Но если базу прибора, измеряющего деформации, изменить так, чтобы она была меньше расстояния между микрощелями, то коэффициент Пуассона не превысит 0,5.

Заканчивая исследование, О. Я. Берг пишет: «...данными опытами показано, что теория наибольших деформаций приложима к оценке предела прочности бетона».

Работа И. Г. Гончарова [27], посвященная исследованию прочности каменных материалов, содержит важные результаты по влиянию рациональной формы и размеров образца на прочность, а также по влиянию бокового гидростатического давления.

Анализируя влияние формы и размеров образцов, автор делает следующие выводы:

1. «Граничные условия, налагаемые на сжимаемый образец, оказывают решающее влияние на величину разрушения. В случае, если на опорных плоскостях нет сил трения и контур опорной поверхности имеет возможность свободного перемещения, при сжатии образца разрушение наступает от отрыва по плоскостям, параллельным направлению сжимающей силы. Прочность образца в этом случае определяется его временным сопротивлением растяжению за счет сил, появляющихся в результате поперечной деформации.

Для выяснения вопроса о возникновении сил, ведущих к отрыву по плоскостям, параллельным направлению сжимающей силы, можно лучше всего, очевидно, применить метод В. Л. Кирпичева, предложенный им в свое время для объяснения природы коэффициента Пуассона. Он объяснял появление поперечной деформации при растяжении (сжатии) со-

крашением (увеличением) горизонтальной диагонали ромба, составляющего решетку вещества. Это представление, как нам кажется, совершенно правильно объясняет причину и форму разрушения образца при сжатии со смазкой опорных поверхностей. Последняя не только исключает трение, но, вероятно, создает условия для возникновения поперечных растягивающих усилий, которые и являются причиной разрыва образцов.

2. В случае действия на опорной плоскости сил трения, полностью исключающих возможность бокового смещения, разрушение образца происходит от касательных напряжений путем среза по наклонным площадкам, причем площадок среза может быть несколько.

Когда силы трения на опорных поверхностях только снижают возможность бокового смещения по периметру образца, разрушение может быть комбинированным: одновременно от действия и касательных, и растягивающих напряжений.

3. Местные напряжения, появляющиеся на опорных поверхностях сжимаемого образца, распределяются по опорной поверхности весьма неравномерно, и эта неравномерность распространяется в глубь образца на расстояние от опорной поверхности, равное около 0,5—0,6 ширины основания. Из этого следует, что испытуемый образец на сжатие должен иметь высоту  $\sim 2a$ , где  $a$  — ширина или диаметр основания; тогда в средней части образца напряжения будут распределены равномерно.

4. Испытание образцов на сжатие необходимо вести через прикрепленные к опорным поверхностям прокладки равного с образцом диаметра. Это обеспечивает более однородные граничные условия и распределение напряжений в теле образца.

5. При растяжении образцов местные напряжения от захватов распространяются на расстояние, равное примерно трем четвертям диаметра (ширины) образца в его средней части. Отсюда вытекает, что нет необходимости очень сильно увеличивать длину образца. При расстоянии между захватами, равном 2,5—3 диаметрам, распределение растягивающих напряжений в средней трети практически можно считать равномерным. Увеличение длины образца повышает вероятность появления точек ослабления и ведет к понижению показателя прочности образца. В этой связи при испытаниях каменных материалов в практических целях, вероятно, правильным было бы производить испытания образцов таких размеров, при которых можно было бы учитывать вероятность наличия местных ослаблений. Если же испытания на осевое растяжение производятся для сравнения с результатами испытания сложного напряженного состояния, то размеры соответствующих образцов должны быть одинаковыми.

6. При испытаниях на осевое сжатие и растяжение лучшей формой образцов являются цилиндры.

С помощью специально изготовленного пневмогидравлического прибора И. Г. Гончарова произведено испытание искусственных каменных материалов в условиях сложных напряженных состояний.

Результаты этих испытаний даны в табл. 3, 4 и 5. Произведя качественный анализ характера разрушения испытанных образцов, И. Г. Гончаров в заключение делает выводы, что:

Таблица 3

Значения средних величин разрушающих напряжений при испытании образцов камней из цементного раствора 1 : 1,52

№ серии опытов	Количество образцов в серии в шт.	Гидростатическое сжатие в камере прибора в кг/см <sup>2</sup>	Среднее временное сопротивление растяжению в кг/см <sup>2</sup>	Среднее временное сопротивление сжатию в кг/см <sup>2</sup>	Примечания
I	5	0,3	18,3	—	Образцы с петлями разорвались при заниженном показателе прочности Цилиндры пл. попереч. сеч. 25 см. кв. — — — Условия чистого сдвига, образец длиной 150 мм, пл. поперечного сеч. 25 см. кв. Образец длиной 250 мм, пл. попер. сеч. 25 см. кв.
II	8	27,6	27,6	—	
III	3	0	—	266,6	
IV	1	35	—	461,7	
V	1	50	—	511,6	
VI	1	65	—	577,1	
VII	1	80,5	—	642,8	
VIII	2	42	42	—	
IX	4	0	31,4	—	
X	5	0	30,5	—	

а) прочность каменных материалов является функцией напряженного состояния;

б) при осевом растяжении прочность возрастает с повышением гидростатического бокового сжатия до максимума, соответствующего чистому сдвигу, а затем снижается;

в) прочность на сжатие с повышением гидростатического давления закономерно повышается и в значительной мере начинают проявляться свойства пластичности в хрупком при обычных условиях материале;

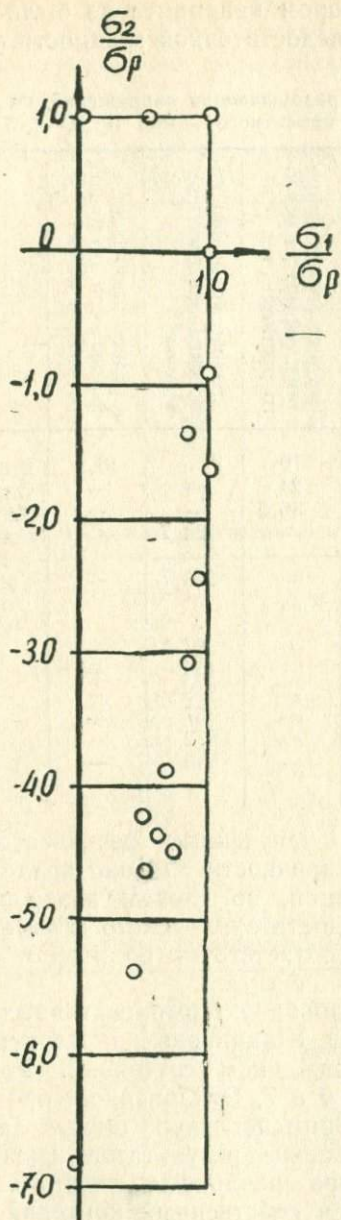
г) «в области растяжение — сжатие, как и в области всестороннего сжатия, в применявшемся в опытах диапазоне нагрузок достаточно хорошо удовлетворяет вторая теория прочности, если в ней принять соответствующие очертанию кривой прочности некоторые переменные коэффициенты» (в области, где разрушение происходит путем отрыва — 0,2, в области всестороннего сжатия — 0,276).

Таблица 4

Испытание образцов камней из цементного раствора 1:2 в условиях сложных напряженных состояний

№ серии опытов	Количество образцов в серии в шт.	Среднее гидростатическое давление в камере прибора в кг/см <sup>2</sup>	Среднее временное сопротивление разрыву в серии в кг/см <sup>2</sup>	Среднее временное сопротивление сжатию в серии в кг/см <sup>2</sup>	Примечания
I	8	0	19,18	0	—
II	4	13,5	27,5	0	—
III	3	17,6	27	0	—
IV	8	32	32	0	—
V	3	47,5	29,2	0	—
VI	4	84,4	25,0	0	—
VII	3	0	0	120,4	Сжатие со смазкой опорных поверхностей (сжатие с приклейкой к опорным поверхностям)
VIII	4	0	0	190,7	
IX	3	0	0	183,1	Сжатие с трением
X	3	10	0	219,5	
XI	2	20	0	272,1	—
XII	1	30	0	310,1	—
XIII	2	40	0	337,0	—
XIV	2	60	0	405,1	—
XV	1	77	0	469,4	—
XVI	10	0	16,5	0	Образцы в форме вытянутых восьмерок с отношением ширины к длине между захватами как 1:8. Образцы в форме цилиндров с захватами в виде хомутов
XVII	7	0	18,8	0	

Опыты Н. А. Ставрогина и Н. Н. Давиденкова со стеклом и гипсом [10, 11] при плоском напряженном состоянии были предприняты с целью решения вопроса, какая же из теорий (I или II) лучше соответствует хрупким материалам? Испытанию подвергались трубчатые образцы... Результаты экспериментов показаны на рис. 1, § 2 (стекло) и на рис. 2 (гипс). Каждая точка получена при разрушении 8—10 образцов.



Для стекла во втором квадранте не были получены полные результаты из-за недостаточной мощности установки.

Таблица 5

Средние значения разрушающих напряжений, по данным испытаний цементного камня В : Ц = 0,45

№ серии опытов	Количество образцов в серии в шт.	Среднее гидростатическое давление в камере прибора в кг/см <sup>2</sup>	Среднее времен. сопри-тивл. отрыву от осевого растяжен. в кг/см <sup>2</sup>	Среднее временное со-противление сжатию в кг/см <sup>2</sup>	Среднее радиальное напряж. при двухосном разрыве в кг/см <sup>2</sup>	Примечания
I	4	10	10	—	18,2	Двухосное растяжение
II	8	—	24	—	—	Одноосное растяжение
III	7	36,5	36,5	—	—	Величина условн.
IV	3	—	—	223,7	—	Сжатие со смаз. опорных поверхн.
V	3	—	—	329,7	—	Сжатие с приклейкой прокладок к опорной поверхн.
VI	3	20	—	387	—	—
VII	2	40	—	453	—	—
VIII	1	60	—	513	—	—
IX	1	80	—	557	—	—
X	1	93	—	572	—	—
XI	1	108	—	598	—	—

На основании полученных результатов сделан вывод в пользу I теории прочности. Однако предельный контур для гипса, напоминающий, по словам авторов, контур для чугуна, не получил достаточно ясного объяснения и плохо, по нашему мнению, соответствует во втором квадранте первой теории.

Большое исследование терморезактивных пластмасс было предпринято Каном, Шанниковым и Первушиным [3, 11, 12] при плоском напряженном состоянии. Результаты опытов приведены в табл. 6 и 7. Отклонение теоретических значений прочности от экспериментальных данных дано в табл. 8.

Проведено сравнение результатов испытаний с предельными контурами по различным теориям для ЭЗЛ-120 и К-18-2 и предложен собственный критерий, физическое объяснение которому не дано.

А. П. Пак [13] исследовал прочность бетона при плоском напряженном состоянии. Результаты экспериментов даны на рис. 3.

Отмечая важность полученных результатов по разрушению бетона в трех квадрантах плосконапряженного состояния, а также по выявлению начала интенсивного микротрещиннообразования, а также по выявлению начала интенсивного микротрещиннообразования,

Таблица 6

Данные по испытанию при плоском напряженном состоянии двух видов пластмасс

Материал	Напряжения, кгс/см <sup>2</sup>	Виды напряжения				
		1	2	3	4	5
К-18-2	$\sigma_1$	305	0	-315	-1930	-2165
	$\sigma_2$	427	470	443	0	-1102
Монолит-1	$\sigma_1$	329	0	-356	-2220	-2710
	$\sigma_2$	424	480	460	0	-1362

Таблица 7

Механические характеристики терморезистивных пластмасс

Материал	$\sigma_p \times 10^{-5}$ , м/м <sup>2</sup>	$\sigma_c \times 10^{-5}$ , н/м <sup>2</sup>	$\nu = \frac{\sigma_p}{ \sigma_c }$	E, кг/см <sup>2</sup>	$\mu$
Волокнит	410	1280	0,32	$8,9 \cdot 10^4$	0,33
К-18-2	470	1930	0,24	$6,4 \cdot 10^4$	0,26
Монолит-1	480	2200	0,22	—	—
ФКПМ-15Т	220	680	0,32	$5,1 \cdot 10^4$	0,33
ЭЗЛ-120	700	1490	0,48	—	—
ЭСТ-65	600	1450	0,41	—	—

Таблица 8

Максимальное отклонение теоретических предельных напряжений (в %) от средних экспериментальных

Критерий прочности	ЭЗЛ-120			К-18-2		
	1	2	3	1	2	1
	кв-нт	кв-нт	кв-нт	кв-нт	кв-нт	кв-нт
По 1-й теории	15	60	14	18	80	20
По 2-й теории	80	52	32	62	27	57
По Мору	15	22	14	18	16	20
По Ягнгу	10	10	18	5	3	100
По Баладину	6	4	27	16	35	100

щинообразования с помощью ультразвукового импульсного метода, необходимо указать и на слабые места этой работы.

Это, во-первых, применение мелкого заполнителя для бетона, во-вторых, создание нескольких моделей для объяснения разрушения бетона с точки зрения структурной теории, учитывающей несплошность материала.

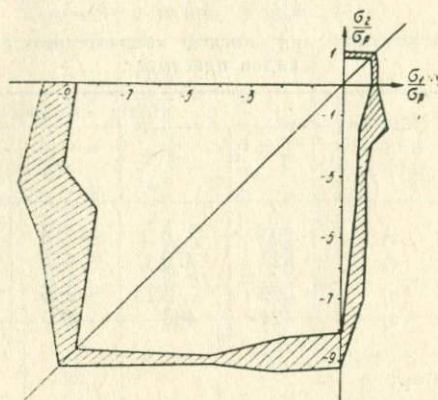


Рис. 3. Опыты А. П. Пака с бетоном. Доверительная зона прочности заштрихована

В-третьих, сам подход к созданию «теории прочности бетона», которая является одной из задач работы, неверен в том смысле, что предлагает возможность создания своей теории для каждого материала. Учитывая все многообразие существующих материалов, можно предвидеть огромные трудности для инженерных расчетов такого пути развития механических теорий прочности.

### Прочность металлов

Испытанию чугуна посвящено очень много работ. Остановимся на некоторых из них. Корнет и Грасси [14, 15] исследовали прочность серого и модифицированного чугуна при плоском напряженном состоянии. Испытанию подвергались трубки, находящиеся под внутренним давлением и осевой нагрузкой. Результаты опытов приведены на рис. 4 и 5. Авторы пришли к выводу, что разрушение чугуна не может быть объяснено существующими теориями.

Интересен анализ этих испытаний, данный Н. Н. Давиденковым [16]. Прежде всего он указывает, что при разрушении чугуна не была зафиксирована пластическая деформация, но «несомненно, таковая в некоторой степени имела место». Анализируя разрушение чугуна во втором квадранте, Давиденков замечает: «Сопrotивление отрыву при отрица-

тельном знаке второго главного напряжения могло бы падать только в том случае, если бы действовала вторая теория прочности, вследствие дополнительного удлинения во втором направлении».

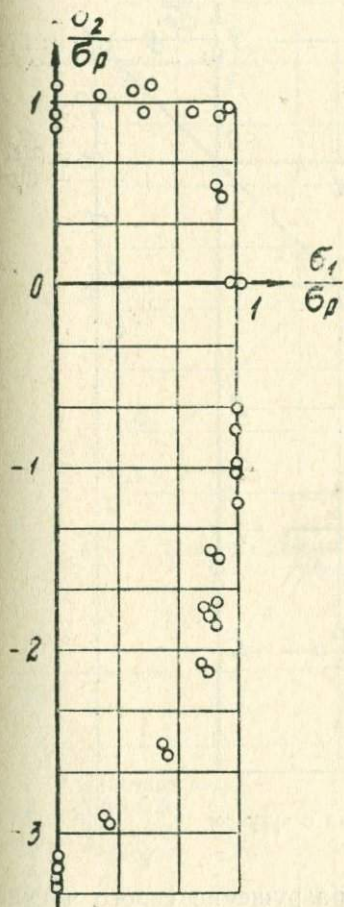


Рис. 4. Прочность чугуна при двухосном напряженном состоянии (по Корнету и Грасси)

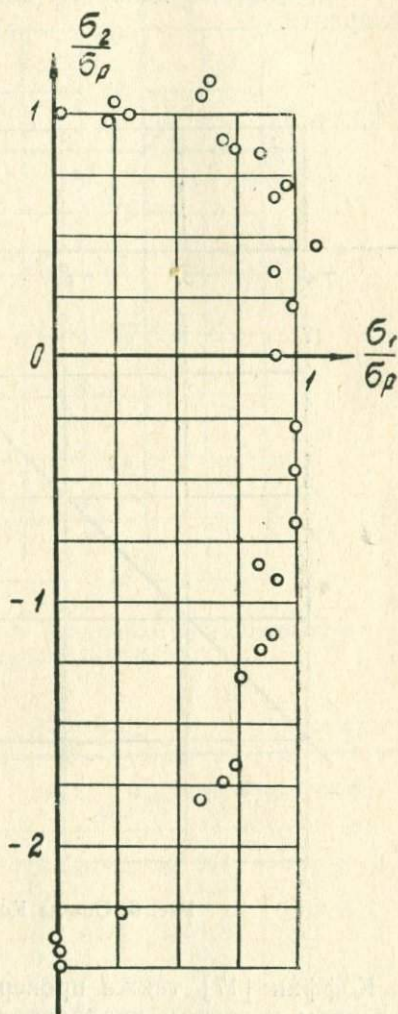


Рис. 5. Опыты Корнетта и Грасси с модифицированным чугуном

При этом Н. Н. Давиденков указывает, что чугун ведет себя как ограниченно хрупкий материал, так как «разрушение от отрыва носит не абсолютно хрупкий характер, а со-

проводится некоторой, хотя и небольшой, пластической деформацией и сменяется срезом не дискретно, а постепенно».

Экстраполируя зависимость сопротивления срезам от шарового тензора, Н. Н. Давиденков ориентировочно предсказывает характер предельного контура для чугуна в третьем квадранте.

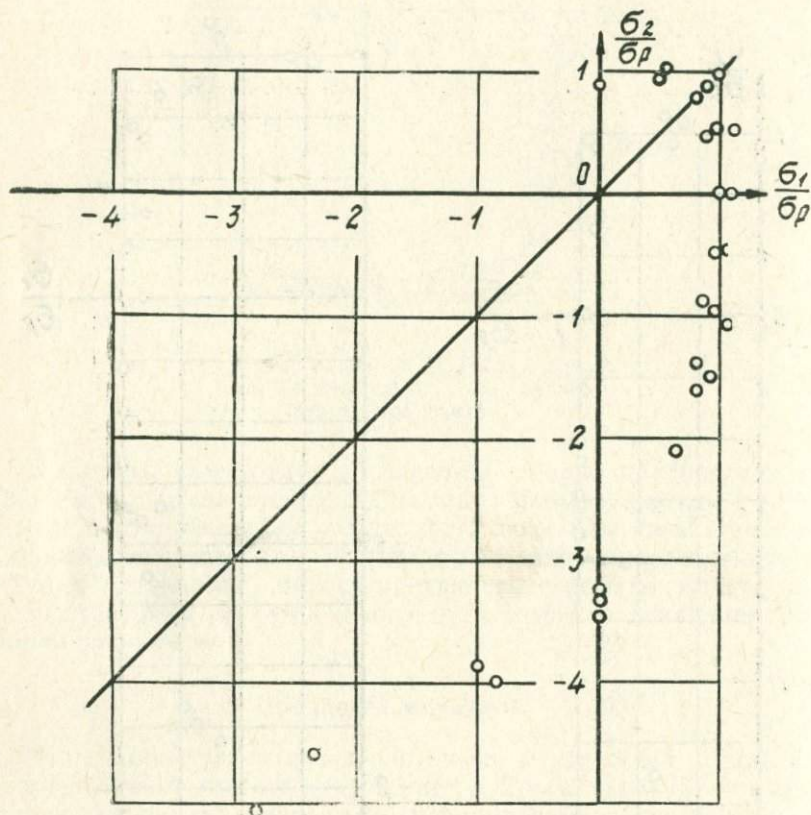


Рис. 6. Опыты Коффина с чугуном

Коффин [17] также проверил разрушение серого чугуна в первом и втором квадрантах и получил результаты, близкие к результатам Корнета и Грасси. Кроме того, ему удалось испытать при 2-осном сжатии 4 образца. Результаты испытаний приведены на рис. 6. Значительное отклонение точек в 3-м квадранте от величины при одноосном сжатии кажется несколько неправдоподобным и требует дальнейшего уточнения.

Эту мысль подтверждают опыты Ю. И. Ягна и В. В. Евстратова [18] с модифицированным чугуном МС4-38-60. Данные этих опытов приведены на рис. 7 и в табл. 9.

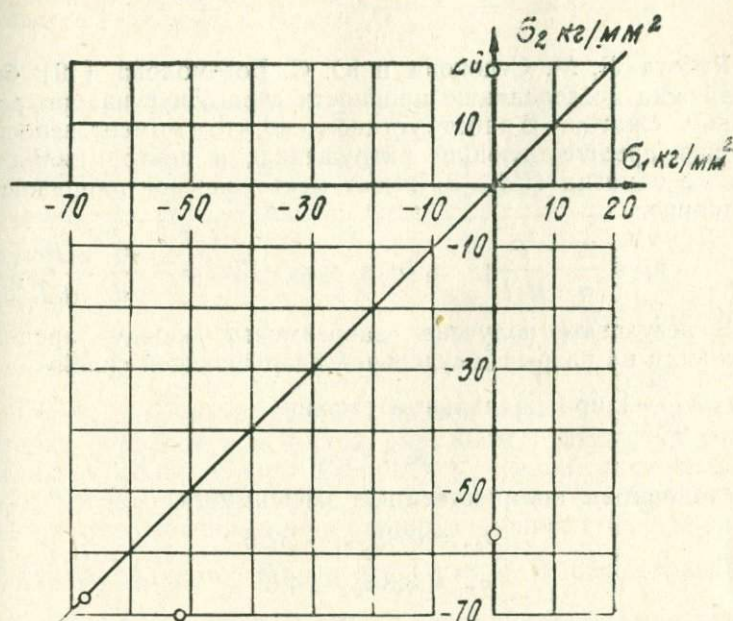


Рис. 7. Опытные данные Ягна и Евстратова по испытанию модифицированного чугуна

Таблица 9

№ п.п.	Виды испытаний	$\mu$	$\kappa$	$\sigma_{ср}, \text{кг/мм}^2$	$\sigma_i, \text{кг/мм}^2$	$e_i$
1	Линейное растяж.	-1	+0,333	+ 6,4	19,2	0,009
2	Двухосное сжатие	+1	-0,333	-19,1	57,5	0,107
3	Двухосное сжатие	-1	-0,667	-45,4	63,1	0,208
4	Трехосное сжатие	-1	-0,719	-58,8	81,5	0,627
5	"	-1	-0,748	-62,7	83,7	0,914
6	"	-1	-0,778	-90,6	115,9	1,017
7	"	-1	-0,850	-98,4	115,8	0,976
8	Двухосное сжатие	-0,5	-0,648	-41,6	58,0	0,175
9	Трехосное сжатие	-0,5	-1,0	-82,3	82,3	0,465

$$\sigma_{ср} = \frac{1}{3}(\sigma_1 + \sigma_2 + \sigma_3); \quad \sigma_i = \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{(\sigma_1 - \sigma_2)^2 + (\sigma_2 - \sigma_3)^2 + (\sigma_3 - \sigma_1)^2}$$

$$e_i = \frac{\sqrt{2}}{2} \sqrt{(e_1 - e_2)^2 + (e_2 - e_3)^2 + (e_3 - e_1)^2}$$

$$\mu = \frac{2\sigma_2 - \sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_1 - \sigma_3}; \quad K = \frac{\sigma_{ср}}{\sigma_i}$$

Работа Л. М. Седокова и Ю. С. Богомоллова [19] была посвящена исследованию прочности серого чугуна при радиальном сжатии. В работе установлено, что в момент, непосредственно предшествующий разрушению, в центре цилиндрического образца ( $l/d \geq 2$ ) имеет место плоское напряженное состояние.

$$\sigma_1 = \frac{2}{\pi} \cdot \frac{P}{d \cdot l}; \quad \sigma_2 = 0; \quad \sigma_3 = -3\sigma_1 = -\frac{6}{\pi} \cdot \frac{P}{d \cdot l}$$

В результате получена зависимость между пределом прочности на разрыв и «удельной разрушающей силой».

( $\sigma_{dl} = \frac{P}{d \cdot l}$ ) при радиальном сжатии

$$\sigma_{пч} = 0,85 \sigma_{dl}$$

и установлены количественные зависимости

$$\sigma_{пч} = 0,98 \sigma_{dl} - 2,26$$

$$\sigma_{пч}^{сж} = 3,8 \sigma_{пч} - 4,6$$

$$\sigma_{dl} = 0,27 \sigma_{пч}^{сж} + 0,36.$$

Установлено, что при  $l/d \geq 1,5$  изменение  $\sigma_{dl}$  незначительно, так же незначительно влияние скорости деформации в пределах 0,5 ÷ 2 мм/сек. Установленная зависимость дает возможность получать стабильный предел прочности серого чугуна при растяжении методом радиального сжатия, отличающегося простотой и доступностью.

Гавриленков и Леонов, относя чугун к полухрупким материалам (в момент, предшествующий разрушению, при растяжении остаточная деформация имеет порядок упругой), исследовали деформации последнего при растяжении, сжатии, изгибе и кручении [20]. При этом использовались образцы сплошные (круглого и квадратного поперечного сечения) и трубчатые. В работе предложена методика расчета чугуна на изгиб и кручение, отличная от методики, изложенной в [21].

Данные по всем видам испытаний представлены в табл. 10, где кроме разрушающих напряжений приводятся предельные деформации.

Работы Ф. С. Савицкого и О. П. Бурмакиной [22, 23] посвящены разрушению закаленной стали при плоско-напря-

женном состоянии. Испытанию подвергались трубчатые образцы из стали У7 и У8А, закаленные при 800°C, через масло в воду и отпущенные при 350°C. В работе [23] показано, что разрушение стали У7 не соответствует I и II теориям прочности, а также и теории О. Мора.

Таблица 10

Вид испытаний	$\sigma_p, \text{кг/мм}^2$	$\epsilon_p, \%$	$\sigma_c, \text{кг/мм}^2$	$\epsilon_c, \%$	$\tau, \text{кг/мм}^2$	$\gamma, \%$	$M_{II}, \text{кг/мм}^2$	$\epsilon_p, \%$	$\epsilon_c, \%$
Растяжение	18,4	0,524							
Сжатие			55	2,01					
Кручение					17,5	1,5			
Изгиб							57,6	0,691	0,48

О характере разрушения образцов авторы пишут: «Разрушение образцов при чистом окружном растяжении сопровождалось образованием продольных трещин длиной в рабочую часть образца; края трещин рваные. С возрастанием осевого напряжения длина трещин уменьшается, края же становятся гладкими. При  $k \gg 1$  ( $k = \frac{\sigma_z}{\sigma_\theta}$ ) образцы разруша-

лись с образованием заметного пластического выпучивания (гофр), при этом излом иногда имел вид трещины под углом 45° к оси образца. При одноосном сжатии образцы разрушались с появлением продольных трещин по всей поверхности гофр.

Исследование Н. А. Петровой [10, 24] было посвящено определению критерия хрупкого разрушения для фосфористой (0,8% P) и кремнистой ( $\sim 4\%$  Si) сталей. Целью экспериментов было: провести сравнение между I и II теориями прочности и высказаться в пользу одной из них. Образцы в виде тонкостенных трубок испытывались на растяжение при двух видах напряженного состояния с отношением главных напряжений  $1/2$  и 0. Сравнение напряжений, вызывающих разрушение в обоих этих случаях, позволило бы решить вопрос о выборе между двумя упомянутыми теориями; если бы прочность оказалась одинаковой, это свидетельствовало бы о справедливости первой гипотезы; в случае правильности второй гипотезы прочность при плоском напряженном состоянии ( $\sigma_2 = 2\sigma_1$ ) должна была быть больше в  $1/2\mu$  раз, где  $\mu$  — постоянная Пуассона.

В табл. 11 приведены данные этих испытаний, найденные для 6—8 образцов.

Прочностью термически обработанных сталей занималась З. М. Коношко [21]. Было исследовано пять марок сталей следующей термообработки (см. табл. 12).

Таблица 11

Сталь	Кoeffици- циент Пуассона	Разрывающие направ. в кг/мм <sup>2</sup>		По II т. п. (расчет)
		одноосное напр. состояния	двухосное напр. состояния	
Фосфористая (0,83% P)	0,28	47,4	46,2	55,2
Кремнистая (3,9%)	0,28	85,0	84,6	98,6

Таблица 12

Марки стали	Темпера- тура закалки	Охлаждаю- щая среда	Температура отпуска
P18	1280°C	Масло	Однократный отпуск при 560°C
P9	1250°C	"	"
9XC	860°C	"	180—200
У12	760°C	Вода 20°C	180—200
40X	840°C	Масло	180—200

Из указанных марок сталей были изготовлены образцы на растяжение, сжатие, кручение и изгиб и испытаны со снятием диаграмм «напряжение — деформация». Данные по испытанию этих образцов занесены в табл. 13.

Таблица 13

Марка стали	Механические характеристики			Кoeffици- циент хруп- кости, $\psi$	Кoeffици- циент попе- речной дефор- мации, $\mu$
	предел прочности при растяжении, кг/мм <sup>2</sup>	предел прочности при сжатии, кг/мм <sup>2</sup>	предел прочности при сдвиге, кг/мм <sup>2</sup>		
P18	198	410	172	0,48	0,25
P9	216	454	185	0,48	0,28
9XC	211	510	183	0,42	0,28
У12	210	515	179	0,41	0,28
40X	158	314	138	0,50	0,30

Кроме того, произведен расчет на изгиб и кручение по методу предельных нагрузок и дан расчет деталей из терми-

чески обработанных сталей с учетом неполной прокаливаемости детали по поперечному сечению.

Опыты Бриджмена [6] дают основания считать справедливым закон Гука для объемной деформации при наличии довольно высоких гидростатических давлений. А. М. Жуков и Ю. Н. Работнов [25] показали, что в области пластических деформаций с большой степенью точности можно считать материал несжимаемым.

Лессельс и Мак-Грегор [26] выяснили, что кривая  $\mu = \mu(\epsilon_z)$  медленно приближается к  $\mu = 0,5$ . Стрэнг, Гринспен и Ньюмен [27] получили рост коэффициента Пуассона у низкоуглеродистой стали до 0,43—0,44 при  $\epsilon_z = 1,8\%$ . Эксперименты Ровинского [18] дают основания считать, что «пластические деформации стали не связаны с деформацией решетки. С другой стороны, наличием упруго деформированных кристаллических решеток в пластически деформированном металле можно объяснить линейный закон разгрузки с теми же константами, что и в упругой области» [29].

Н. Н. Давиденков и Д. М. Васильев [30] путем измерения плотности пластически деформированных (до 10%) и недеформированных образцов из стали 40 и 45 нашли, что коэффициент Пуассона достигает величины 0,47.

А. М. Жуковым [29] проведены эксперименты на отожженных образцах из сталей 30 и 45 и алюминия, D1 деформированных на 30%. Коэффициент Пуассона интенсивно увеличивается с момента появления пластических деформаций до удлинения порядка 1% и далее идет весьма плавно, медленно приближаясь к  $\mu = 0,5$ . В заключение автор пишет, что, «начиная с деформации в 1%, коэффициент Пуассона отличается от 0,5 менее, чем на 10%».

В работах А. В. Гурьева [31, 32] показано, что коэффициент поперечной деформации для углеродистых сталей в среднем равняется 0,498 (см. табл. 14), что подтверждает

Таблица 14

Термообработка	Марки сталей					
	10	15	30	40	45	48
Значение коэффициента, $\mu_{пл}$ .						
Отжиг	0,502	0,498	0,500	0,498	0,497	—
Нормализация	0,496	0,498	0,495	0,499	0,496	—
Сост. постав.	0,497	0,495	0,499	0,499	0,498	0,494

незначительность изменения объема при пластической деформации. Установлено, кроме того, что в пластической области поперечная деформация «протекает крайне неравномерно

в различных направлениях одного и того же поперечного сечения».

В работе [35] К. К. Лихарев ставит вопрос о необходимости определения коэффициента  $\nu$ , учитывающего неодинаковость сопротивления материалов растяжению и сжатию. Приводятся данные по испытанию кремнистой стали, закаленной при 870°C с охлаждением в масле и отпущенной при 400–500°C с охлаждением на воздухе.

Проведенные испытания сталей РФ1, ХВГ и У12А, прошедших различную термообработку, показывают на зависимость коэффициента  $\nu$  от режима термообработки.

Отсутствие однозначной связи между коэффициентом поперечной деформации  $\mu$  и хрупкостью материала показано на рис. 2 § 2.

Исследование Ф. П. Рыбалко и В. К. Фарафоновым кручения изотропного материала (оргстекло) [33] было предпринято с целью доказательства мнения Якутовича и Шевандина [34] и других, что всякое разрушение обусловлено действием только нормальных напряжений, т. е. макроскопически сводится к отрыву. Полученный результат с оргстеклом показывает, что «начальные трещины разрушения ориентируются под углом 45° к образующей цилиндра, т. е. они обязаны своим происхождением действию нормальных растягивающих напряжений».

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Фепплъ и Л. Фепплъ. Сила и деформация. Т. 1, ОНТИ, 1936.
2. И. Г. Гончаров. Прочность каменных материалов в условиях различных напряженных состояний. Л.—М., 1960.
3. В. М. Шанников, К. Н. Кан. Исследование статической прочности жестких пластмасс при плоском напряженном состоянии. В сб.: «Пластические массы», изд. «Химия», № 1, М., 1964.\*
4. Н. Н. Давиденков и В. А. Ярков. Хрупкое разрушение при двухосном сжатии. ЖТФ, 1955, т. 25, № 12.
5. Th. V. Karmann. Festigkeitsversuche unter allseitigen Drück, Zs. des V. D. J., № 42, Bd. 55, 1911.
6. П. Бриджмен. Исследование больших пластических деформаций и разрыва. ИЛ, М., 1955.
7. О. В. Вяземский. О силовом воздействии тяжелой жидкости на скелет бетона. Изв. ВНИИГ, т. 43, 1958.
8. О. Я. Берг. К вопросу о прочности и пластичности бетона. ДАН СССР, т. 70, № 4, 1950.
9. Н. Н. Давиденков и А. Н. Ставрогин. О критерии прочности при хрупком разрушении и плоском напряженном состоянии. Изв. АН СССР, ОТН, 1954, № 8.
10. Н. Н. Давиденков, А. Н. Ставрогин и Н. А. Петрова. О критерии прочности при хрупком разрушении. ДАН СССР, 1954, т. 9, № 1.
11. К. Н. Кан, Ю. С. Первушин. Выбор критерия прочности для жестких терморезистивных пластмасс. Механика полимеров, 4, 1966.
12. В. М. Шанников, К. Н. Кан, Е. Д. Вдовин. Общий метод рас-

чета на прочность деталей из термореактивных пластмасс. Испытание и расчет деталей из пластмасс. Труды ЛИАП, вып. 52, Л., 1967.

13. А. П. Пак. Исследование прочности бетона в плоском напряженном состоянии. Автореферат диссертации, ВНИИГ им. Веденеева, Л., 1968.

14. J. Cornet and R. C. Grassi. *J. of Appl. Mech.*, v. 22, № 2, 1955.

15. R. C. Grassi and J. Cornet. *J. of Appl. Mech.*, v. 17, № 3, 1950.

16. Н. Н. Давиденков. О хрупком разрушении. Вопросы машиноведения, Изд. АН СССР, 1950, М.

17. L. F. Coffin. *J. of Appl. Mech.*, v. 17, № 3, 1950.

18. Ю. И. Яги и В. В. Евстратов. Прочность и пластичность модифицированного чугуна при различных напряженных состояниях. ДАН СССР, т. 113, вып. 3, 1957.

19. Ю. С. Богомолов, Л. М. Седоков. Исследование прочности серого чугуна при радиальном сжатии. Изв. ТПИ, 133, 1965.

20. С. В. Гавриленков, М. Я. Леонов. Исследование деформаций при полухрупком разрушении. Пластичность и хрупкость, Фрунзе, 1967.

21. З. М. Конюшко. Исследование прочности термически обработанных инструментальных сталей. Расчеты на прочность в машиностроении, № 4, 1955 (юб. сборник МВТУ).

22. О. П. Бурмакина и Ф. С. Савицкий. Механические свойства закаленной стали при двухосном растяжении. Некоторые проблемы прочности твердого тела. Изд. АН СССР, 1959.

23. Ф. С. Савицкий и О. П. Бурмакина. О пластичности и разрушении закаленной стали при плоском напряженном состоянии. Физика металлов и металловедение, т. VII, вып. 3, 1959, Свердловск.

24. Н. А. Петрова. Экспериментальное определение критерия хрупкого разрушения при плоском напряженном состоянии. ЛПИ, 1953 (автореферат диссертации).

25. А. М. Жуков и Ю. Н. Работнов. Исследование пластических деформаций стали при сложном нагружении. Инж. сборник, т. 18, 1954.

26. J. M. Lessels, C. W. Mac Gregor. Certain phases of the combined stress problem, Proc. of the 5th Intern. Congr. for Appl. Mech., 1938.

27. A. N. Strang, M. Greenspan, S. B. Newman. Poissons ratio of some structural alloys for large strains. *J. Res. Nat. Bur. Stand.*, v. 37, № 4, 1946.

28. Б. М. Ровинский. Определение коэффициента Пуассона методом угловых рентгеноосъемок. Инж. сборник, т. 5, вып. 1, 1948.

29. А. М. Жуков. О коэффициенте Пуассона в пластической области. Изв. АН СССР, ОТН, № 12, 1954.

30. Н. Н. Давиденков и Д. М. Васильев. О коэффициенте поперечной деформации. Зав. лаб., 1952, т. 18, № 5.

31. А. В. Гурьев. ЖТФ, 1954, 24, 8.

32. А. В. Гурьев. О коэффициенте поперечной деформации в пластической области. Физика металлов и металловедение, Т. II, вып. 3, 1956.

33. Ф. П. Рыбалко и В. К. Фарафонов. Разрушающие напряжения при деформировании кручением изотропного материала. ДАН СССР, т. 93, № 4, 1953.

34. Е. М. Шевандин. Об едином механизме разрушения и единой (нормальной) прочности металлов. ЖТФ, т. XVIII, вып. 6, 1948.

35. К. К. Лихарев. Вестник машиностроения. Машгиз, № 3, 1948.

#### § 4. АНАЛИЗ ТЕОРИИ ПРОЧНОСТИ

##### Идеализация механических свойств материалов

Все классические теории прочности получены для материалов, механические свойства которых существенно идеализи-

рованы: материал либо идеально упругий, т. е. упруго деформируется вплоть до разрушения, либо он идеально пластичный, т. е. в ходе пластической деформации совершенно не упрочняется и предел прочности его равен пределу текучести (рис. 1). В современной теории пластичности используются виды идеализации механических свойств материалов, учитывающие упрочнение [1], но теорий прочности для упрочняющихся материалов пока нет.

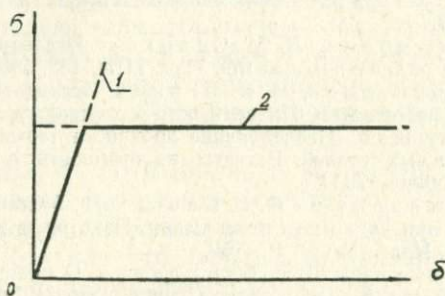


Рис. 1. Идеализированные диаграммы материалов

Из этого следует, что при анализе сопоставления теоретической и практической прочности материалов, которая получена в экспериментах с реальными материалами, должна быть определенная осторожность.

Рассматривая условия пластичности, которые для идеально пластичных материалов совпадают с условиями прочности, Д. Д. Ивлев [2] признает, что экспериментальное подтверждение энергетической теории объясняется влиянием побочных факторов, связанных с отклонением фактического течения от идеального, когда дают о себе знать анизотропия, упрочняемость и другие явления.

Перед анализом экспериментального подтверждения рассматриваемых теорий прочности укажем на ошибки и недостатки применения теории наибольших удлинений и сделаем соответствующие уточнения.

Закон Гука для сплошного, изотропного, абсолютно упругого тела записывается в виде:

$$\left. \begin{aligned} \varepsilon_1 &= \frac{1}{E} [\sigma_1 - \mu (\sigma_2 + \sigma_3)] \\ \varepsilon_2 &= \frac{1}{E} [\sigma_2 - \mu (\sigma_1 + \sigma_3)] \\ \varepsilon_3 &= \frac{1}{E} [\sigma_3 - \mu (\sigma_1 + \sigma_2)] \end{aligned} \right\} .$$

Критерием предельного состояния по второй теории является наибольшее удлинение.

Тогда для абсолютно упругого изотропного тела, одинаково сопротивляющегося растяжению и одноосному сжатию, получим

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 - \mu(\sigma_2 + \sigma_3) &\leq \pm \sigma_p \\ \sigma_2 - \mu(\sigma_1 + \sigma_3) &\leq \pm \sigma_p \\ \sigma_3 - \mu(\sigma_1 + \sigma_2) &\leq \pm \sigma_p \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Следовательно, границы прочности в координатах главных напряжений по этой теории определяются шестью плоскостями (2). Использование только части уравнений (2) может привести и приводило исследователей к ошибкам.

Для плоской задачи ( $\sigma_3 = 0$ ) имеем

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 - \mu\sigma_2 &\leq \pm \sigma_p \\ \sigma_2 - \mu\sigma_1 &\leq \pm \sigma_p \\ -\mu(\sigma_1 + \sigma_2) &\leq \pm \sigma_p \end{aligned} \right\} \quad (3)$$

Для идеально пластичного тела установлены следующие зависимости [3]:

$$\left. \begin{aligned} 2\sigma_1 - \sigma_2 &= \pm 2\sigma_0 \\ 2\sigma_2 - \sigma_1 &= \pm 2\sigma_0 \\ \sigma_1 + \sigma_2 &= \pm 2\sigma_0 \end{aligned} \right\} \quad (4)$$

Как указывалось в § 3, коэффициент поперечной деформации с достаточной для инженерных расчетов точностью уже с 1% деформации может быть принят равным 0,5.

Таким образом, для идеально упругих материалов условие предельного состояния по второй теории прочности может быть записано как

$$\sigma_i - \nu(\sigma_j + \sigma_k) \leq \pm \sigma_0, \quad (5)$$

где  $i, j, k = 1, 2, 3$  и заменяются круговой подстановкой.

Для идеально пластичных материалов в виде

$$2\sigma_i - \sigma_j - \sigma_k \leq \pm 2\sigma_0. \quad (6)$$

Критерий прочности (6) можно получить на основании других исходных предположений, в числе которых:

а) равенство наибольшего компонента девиатора деформации, т. е. равенство той части наибольших удлинений, которая идет только на изменение формы [4];

б) постоянство наибольшего главного компонента девиатора напряжений [3];

в) условие текучести Р. Хилла, которое было предложено для расчета деформирующих напряжений при осадке призм [5];

г) постоянство максимального приведенного напряжения [6];

д) равенство удельных работ пластической деформации, приходящихся на единицу максимального сдвига [3],

е) условие пластического течения без физического упрочнения и условие прочности П. О. Пашкова [7].

Запишем условие прочности (6) иначе:

$$\sigma_{\text{пр}}^{\text{II}} = B(\sigma_1 - \sigma_3) = \sigma_p. \quad (7)$$

Коэффициент  $B$  можно представить как функцию деформированного или напряженного состояний.

$$B = \frac{3}{2[2 + \varepsilon_2/\varepsilon_{1(3)}]}, \quad (8)$$

где  $\varepsilon_{1(3)}$  — наибольшее по модулю главное удлинение,  
 $\varepsilon_2$  — среднее по величине главное удлинение.

$$B = \frac{3 + |L_\sigma|}{4}. \quad (9)$$

Здесь  $L_\sigma$  — параметр напряженного состояния Лоде

$$L_\sigma = \frac{2\sigma_2 - \sigma_1 - \sigma_3}{\sigma_1 - \sigma_3}.$$

В первом случае (8) условие (7) можно рассматривать как критерий, учитывающий вид деформированного состояния в момент, непосредственно предшествующий разрушению, во втором случае (9) — критерий (7) как разновидность теории максимальных касательных напряжений, учитывающую влияние среднего главного напряжения.

На рис. 2 дано построение контура прочности по уравнениям (4). Там же показан контур прочности по теории максимальных касательных напряжений и эллипс прочности по энергетической теории прочности для идеальных материалов. Эти три контура имеют шесть общих точек: четыре по осям координат и две для одинаковых по величине и знаку главных напряжений.

Расчет эквивалентных (приведенных) напряжений по классическим теориям прочности легко осуществить графически. Для этого необходимо построить на разности крайних главных напряжений треугольник напряжений В. М. Розенберга и Г. А. Смирнова — Аляева [8], как это сделано на рис. 3. Тогда отрезки  $OB$ ,  $CE$ ,  $AB$  и  $CD$  будут равны приведенным напряжениям соответственно по первой, второй, треть-

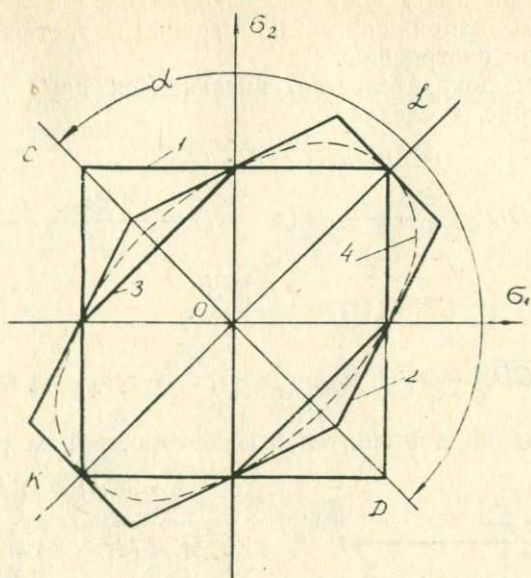


Рис. 2. Контуры прочности по теориям 1-й, 2-й, 3-й и 4-й для пластичных материалов

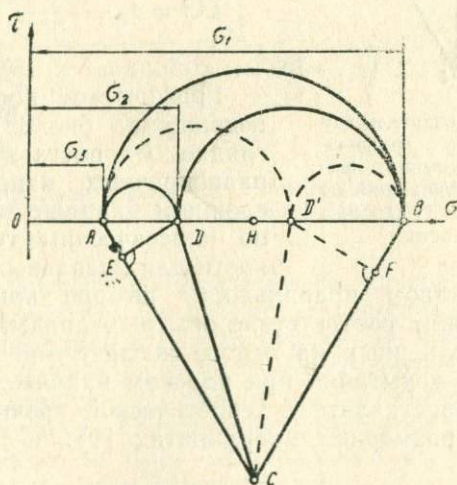


Рис. 3. Графическое построение для определения приведенных напряжений по основным теориям прочности

ей и четвертой теориям прочности. Отрезки  $OB$  и  $AB$  равны приведенным напряжениям по первой и третьей теориям прочности по построению.

Проведем доказательство, касающиеся двух других отрезков. Из рис. 4 следует

$$(\overline{CD})^2 = (\overline{CH})^2 + (\overline{DH})^2.$$

$$\text{Но } DH = \frac{\sigma_1 - \sigma_3}{2} - (\sigma_2 - \sigma_3) = \frac{-2\sigma_2 + \sigma_3 + \sigma_1}{2}$$

$$CH = (\sigma_1 - \sigma_3) \frac{\sqrt{3}}{2}.$$

$$\text{Тогда } (\overline{CD})^2 = \sigma_1^2 + \sigma_2^2 + \sigma_3^2 - \sigma_1 \sigma_2 - \sigma_2 \sigma_3 - \sigma_3 \sigma_1.$$

На основании дополнительных построений на рис. 4

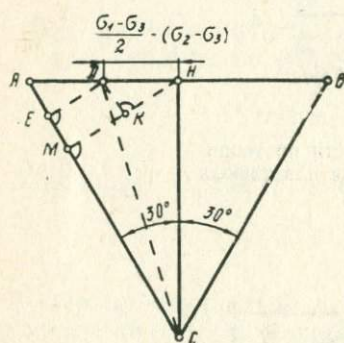


Рис. 4. К доказательству правильности графического определения приведенных напряжений по классическим теориям прочности

$$\overline{CE} = \overline{CM} + \overline{ME};$$

$$\overline{CM} = (\sigma_1 - \sigma_3) \frac{3}{4};$$

$$\overline{ME} = \overline{DH} \cdot \sin 30^\circ = \frac{\overline{DH}}{2}.$$

Тогда

$$\overline{CE} = \sigma_1 - \frac{\sigma_2}{2} - \frac{\sigma_3}{2} = \sigma_{\text{пр}}^{\text{II}},$$

что совпадает с (6).

Графическое построение, проведенное на рис. 3, позволяет наглядно сопоставить величину равнопрочных напряжений при сложном напряженном состоянии по классическим теориям прочности для идеальных материалов.

Доказательством правильности выбора критерия сопоставления служит соответствие опытных данных результатам расчетов, выполненных на основе исследуемой теории.

Результаты испытаний при плоском напряженном состоянии удобно сопоставлять с теоретической прочностью, построенной в безразмерных координатах [9]:

$$x = \frac{\sigma'}{\sigma_L}; \quad y = \frac{\sigma''}{\sigma_L},$$

где  $\sigma'$  и  $\sigma''$  — главные напряжения,  $\sigma_L$  — предельное напряжение при одноосном растяжении.

Рассмотрим особенности диаграммы в координатах  $x, y$ , изображенной на рис. 5. Произвольная точка на диаграмме соответствует определенному двухосному напряженному состоянию. Например, луч  $OA$  соответствует двухосному равному растяжению, луч  $OB$  — одноосному растяжению, луч  $OC$  — одноосному сжатию.

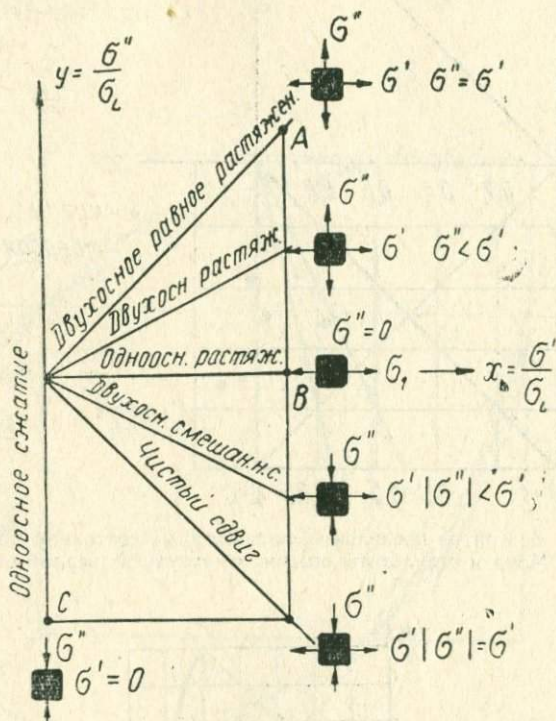


Рис. 5. Диаграмма плоского напряженного состояния (по С. Д. Пономареву и К. К. Лихареву)

Одним из достоинств описываемой диаграммы является то обстоятельство, что на ней могут сопоставляться результаты испытаний различных материалов как пластичных, так и хрупких. Для первых  $\sigma_L = \sigma_{sz}$  (предел текучести при растяжении), для вторых —  $\sigma_L = \sigma_{bz}$  (предел прочности при растяжении). На рис. 6, 7 построены линии, изображающие предельные состояния по Мору и Баландину. Там же отдельными точками нанесены результаты опытов.

Проведя анализ опытных данных, авторы [9] пишут, что «теории П. П. Баландина и И. Н. Миролубова для хрупких материалов, безусловно, нуждаются в проверке. Немногочис-

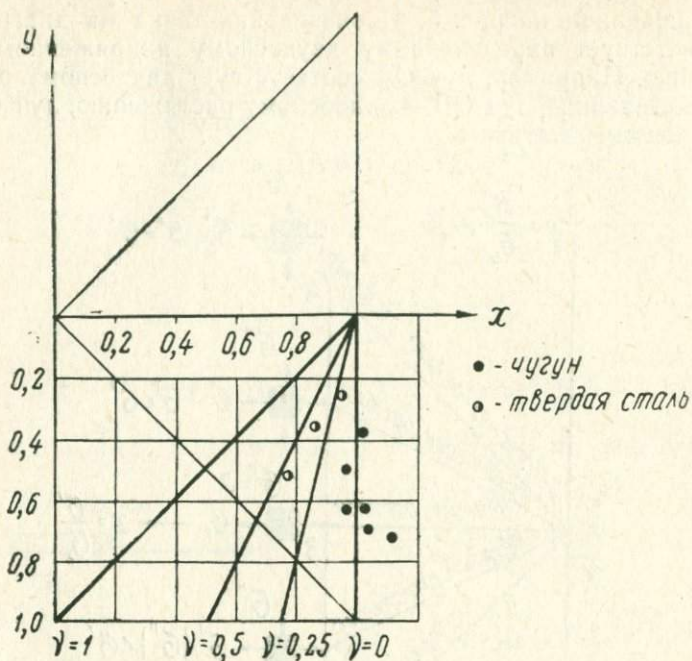


Рис. 6. Контур предельных напряженных состояний по теории Мора и результаты опытов по чугуну и твердой стали

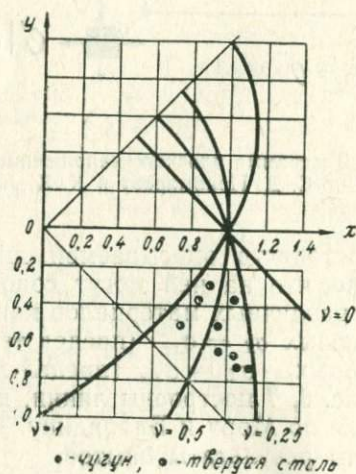


Рис. 7. Контур предельных напряженных состояний по теории Баландина и результаты опытов

ленные опытные данные показывают, что эти теории далеки от совершенства. Теория прочности предельных напряженных состояний О. Мора дает вполне удовлетворительные результаты. Теорию наибольших нормальных напряжений, теорию наибольших линейных деформаций... следует признать устаревшими, и в настоящее время в расчетной практике они не должны применяться».

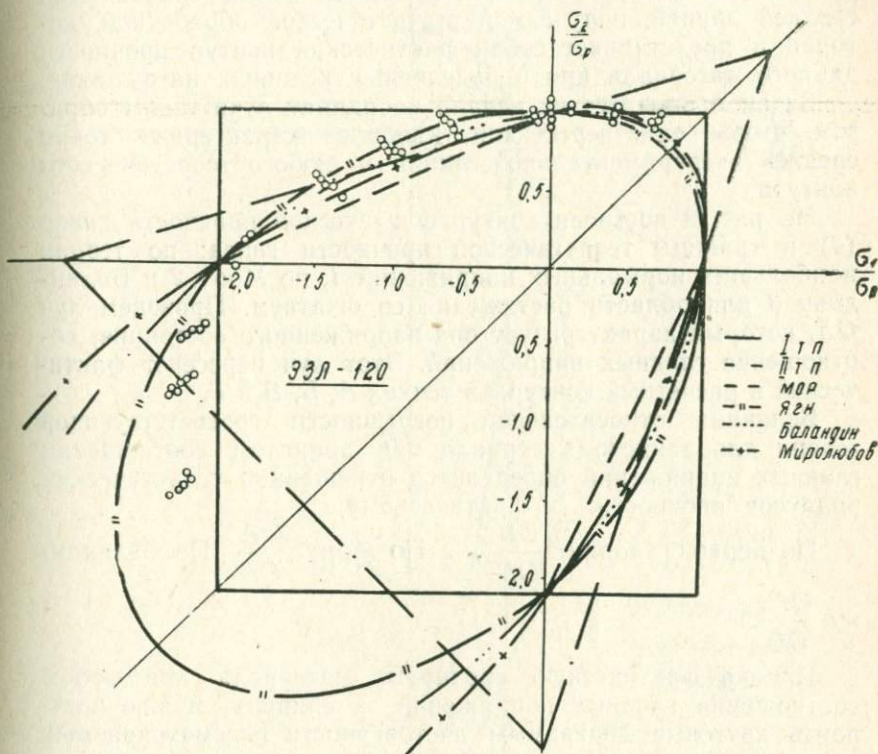


Рис. 8 Сравнение предельных контуров по различным теориям с опытными данными по испытанию пластмассы ЭЗЛ-120 (по Кану и Первушину)

Согласно описанной методике сопоставление опытных данных с теоретическими проводится по лучам для определенного напряженного состояния. Кан и Первушин [10] строили аналогичным образом предельные линии по четырем теориям и сравнивали экспериментальные данные по испытанию при плоском напряженном состоянии пластмасс ЭЗЛ-120 (рис. 8) и К-18-2 (результаты экспериментов приведены на рис. 5 § 2).

При этом вычислялось максимальное отклонение теоретических предельных напряжений в процентах от средних экспериментальных (табл. 8 § 3).

Ниже излагается усовершенствованная методика, дающая более полное представление о результатах сопоставления. Для каждого хрупкого материала, испытанного при плоском напряженном состоянии, строится по соответствующей теории предельный контур. Экспериментальные точки соединяются средней линией, получаемой статистической обработкой, которая и представляет собой фактический контур прочности данного материала при определенных условиях нагружения.

Затем проводятся из начала координат лучи таким образом, чтобы они пересекали наиболее характерные точки средней экспериментальной линии и любого теоретического контура.

На рис. 9 построен контур фактической прочности гипса (4) и границы теоретической прочности гипса: по теории наибольших нормальных напряжений 1, по Мору 2 и Баландину 3 для области растяжения со сжатием. Проведем луч  $OA$ , который характеризует вид напряженного состояния, соотношение главных напряжений. Этот луч пересечет фактический и расчетный контуры в точках  $A$ ,  $B$ ,  $B$  и  $Г$ .

Величина относительной погрешности соответствующей теории для данного материала при принятом соотношении главных напряжений определится отношением теоретических радиусов прочности к фактическому.

По первой теории  $\frac{OB}{OB}$ . По Мору  $\frac{OA}{OB}$ . По Баландину  $\frac{OG}{OB}$ .

Приняв фактическую прочность материала при любом соотношении главных напряжений за единицу, можно построить круговые диаграммы достоверности рассматриваемых теорий прочности. На рис. 10, 11 и 12 показаны такие диаграммы для стекла, чугуна и пластмасса ЭЗЛ-120, которые дают полное представление о соответствии рассматриваемой теории опыту и служат основой анализа применимости любого критерия прочности.

Проведем сопоставление фактической прочности с теоретической по 1-й теории, теориям Мора, Баландина и Миролюбова для материалов: стекло, гипс, пластмасса К-18-2, чугун, пластмасса ЭЗЛ-120 и закаленная сталь У-7. Эти материалы имеют различные значения коэффициента хрупкости  $v$ . Для построения предельных контуров по перечисленным теориям преобразуем расчетные формулы.

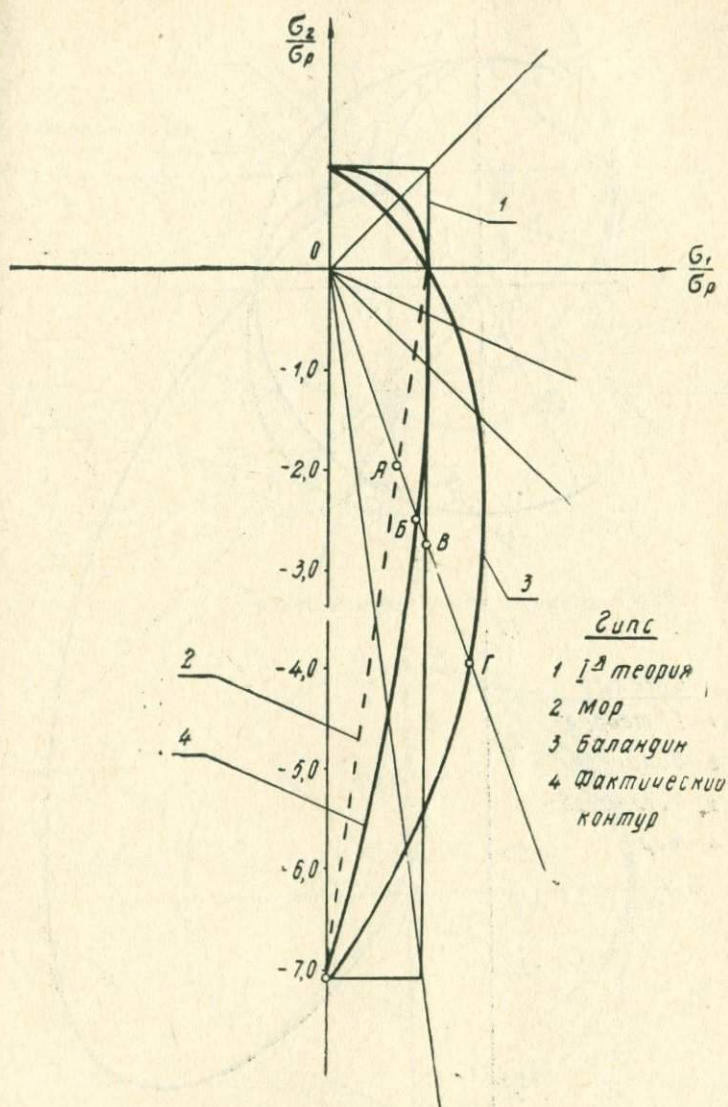


Рис. 9. Контур фактической прочности гипса и теоретические контуры по различным теориям

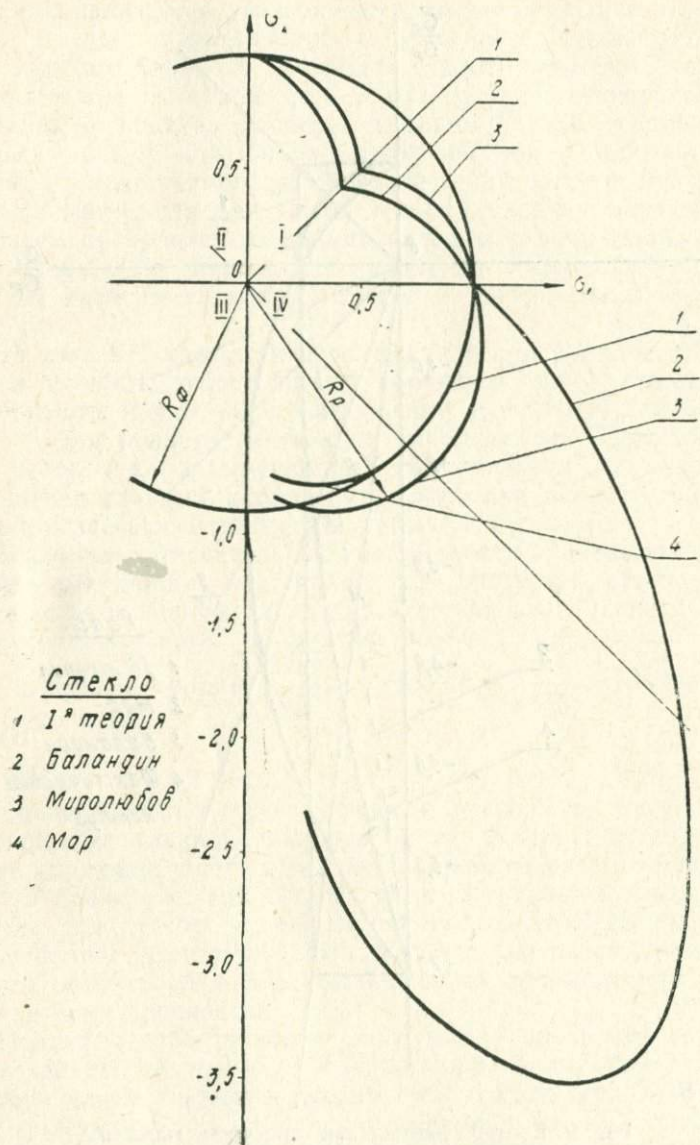


Рис. 10. Диаграмма достоверности различных теорий для стекла

- Чугун
- 1. I\* теория
  - 2. Баландин
  - 3. Мирялюбов
  - 4. Мор

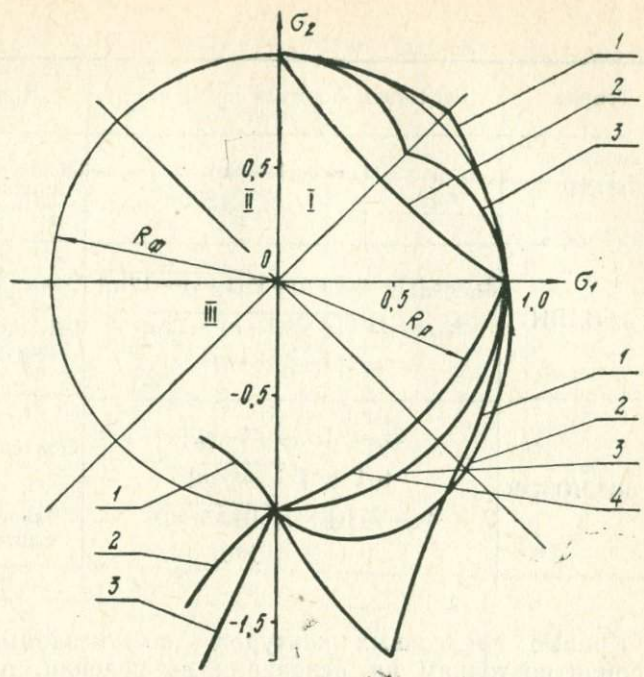


Рис. 11. Диаграмма достоверности различных теорий для чугуна

- ЭЗЛ-120
- 1. I\* теория
  - 2. Баландин
  - 3. Мирялюбов
  - 4. Мор

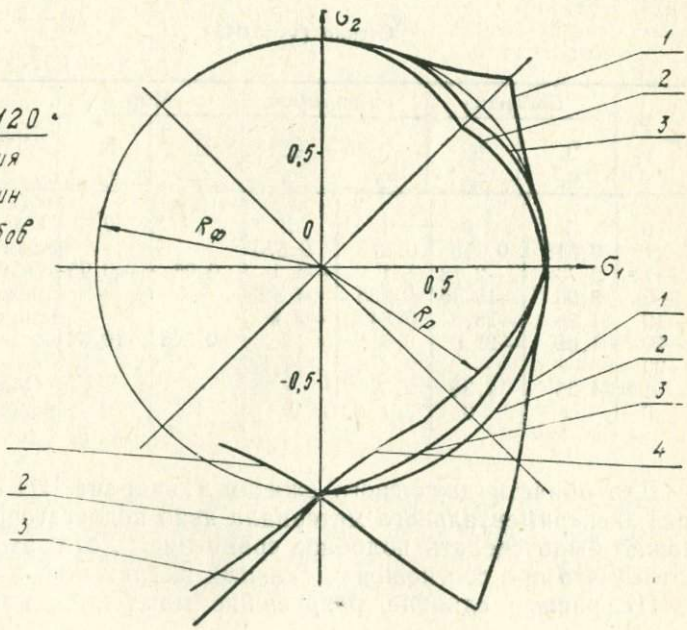


Рис. 12. Диаграмма достоверности различных теорий для пластмассы ЭЗЛ-120

Таблица 1

Теория	Расчетная формула при $n = \frac{\sigma_2}{\sigma_1}$	Примечание
МОР	$\sigma_p = \sigma_1 (1 - \nu n)$ —	Область растяжения —
БАЛАНДИН	$2\sigma_p = \sigma_1 [(1 - \nu)(1 + n) + \sqrt{(1 + \nu)^2 - 12\nu n}]$	Область растяжения
	$2\sigma_{ск} = \sigma_1 [\sqrt{(1 + \nu)^2 (1 + n)^2 - 12\nu n} - (1 - \nu)(1 + n)]$	Область двухосного сжатия
МИРОЛЮБОВ	$2\sigma_p = \sigma_1 [(1 - n)(1 + n) + (1 + \nu)\sqrt{1 + n^2 - n}]$	Область растяжения
	$2\sigma_{ск} = \sigma_1 [(1 + \nu)\sqrt{1 + n^2 - n} - (1 - \nu)(1 + n)]$	Область двухосного сжатия

Кривые предельных контуров по указанным теориям строили по точкам на основании вычислений, проведенных для каждого материала. Результаты вычислений приведены в табл. 2—7.

Стекло ( $\nu=0,045$ )

Таблица 2

$n = \frac{\sigma_2}{\sigma_1}$	Баландин		Миролюбов		Мор		Примечание
	$\frac{\sigma_1}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_2}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_1}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_2}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_1}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_2}{\sigma_p}$	
0	1	0	1	0	1	0	Область 2-осного раст.
1	0,518	0,518	0,676	0,676	—	—	
-1	2,73	-2,73	1,1	-1,1	0,95	-0,95	Область смеш. напряж. состоян.
-5	3,03	-15,15	0,985	-4,925	—	—	
-10	1,86	-18,6	0,84	-8,4	—	—	
-20	1,05	-21,0	0,6	-12	0,526	-10,52	Область 2-осного сжатия
-30	—	—	0,478	-14,34	—	—	
1	4,35	4,35	2,32	2,32	—	—	
0	1	0	1	0	1	0	

Для области двухосного сжатия (квадрант III) имеющегося экспериментального материала явно недостаточно, чтобы можно было сделать подобное сравнение. Хотя это важно, потому что при соотношении главных напряжений в квадранте III, равном единице, разрушение материала, как иногда

предполагают, наступает при величине бокового сжатия, равного осевому сжатию.

Гипс  $\nu=0,14$

Таблица 3

n	Баландин		Миролюбов		Мор		Примечание
	$\frac{\sigma_1}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_2}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_1}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_2}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_1}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_2}{\sigma_p}$	
0	1	0	1	0	1	0	2-осное растяжение
1	0,55	0,55	0,78	0,78	—	—	
-1	1,54	-1,54	1,01	-1,01	0,877	-0,877	Смешан. напряж. состоян.
-5	1,02	-5,1	0,69	-3,45	—	—	
-10	0,606	-6,06	0,473	-4,73	0,416	-4,16	Область 2-осного сжатия
1	—	—	24,6	24,6	—	—	
0	1	0	1	0	1	0	

$K=18=2 (\nu=0,24)$

Таблица 4

n	Баландин		Миролюбов		Мор		Примечание
	$\frac{\sigma_1}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_2}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_1}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_2}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_1}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_2}{\sigma_p}$	
0	1	0	1	0	1	0	Область 2-осного растяжения
1	0,60	0,60	0,72	0,72	—	—	
-1	1,18	-1,18	0,938	-0,938	0,806	-0,806	Область смеш. напряж. состоян.
-3	0,85	-2,55	0,68	-2,04	—	—	
-5	0,625	-3,125	0,51	-2,55	0,454	-2,12	

Чугун ( $\nu=0,3$ )

Таблица 5

n	Баландин		Миролюбов		Мор		Примечание
	$\frac{\sigma_1}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_2}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_1}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_2}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_1}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_2}{\sigma_p}$	
0	1	0	1	0	1	0	Область 2-осного растяжения
1	0,63	0,63	0,74	0,74	—	—	
-1	1,05	-1,05	0,88	-0,88	0,769	-0,769	Область смешан. напряж. состоян.
-2	0,877	-1,75	0,73	-1,46	—	—	
-3	0,716	-2,15	0,60	-1,8	—	—	
-4	0,606	-2,42	0,51	-2,04	0,454	-1,816	

Приведенные данные дают возможность, правда, приблизительно вследствие указанной выше недостаточности экспериментальных данных, определить пределы применимости теорий прочности для хрупких материалов.

В первом квадранте наибольшее отклонение сравниваемых критериев прочности от опыта имеет место для соотношения главных напряжений  $n = \frac{\sigma_2}{\sigma_1} = 1$ . Зависимость величины

отклонения (в %) теоретических расчетов от опыта для данного  $n$  показана на рис. 13 штриховой линией. На этой же фигуре сплошные линии характеризуют отклонение теории от опыта для квадранта IV и II при  $n = -1$ .

ЭЗЛ-120 ( $\nu=0,48$ )

Таблица 6

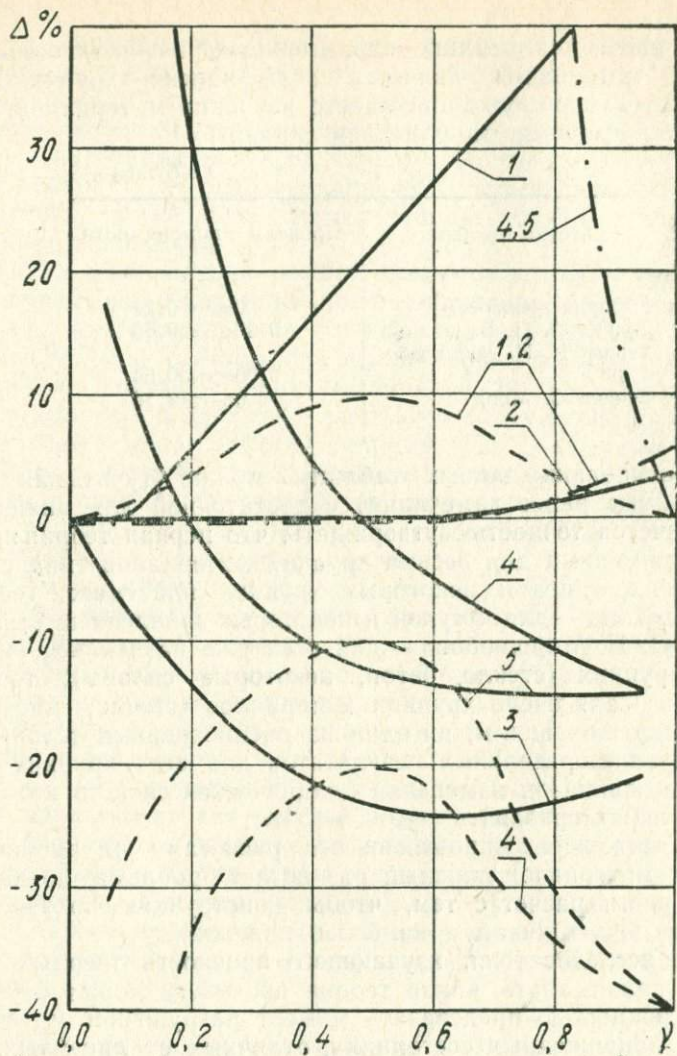
n	Баландин		Миролюбов		Мор		Примечание
	$\frac{\sigma_1}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_2}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_1}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_2}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_1}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_2}{\sigma_p}$	
0	1	0	1	0	1	0	Область 2-осного растяжения Область смеш. напряжен. состояния
1	0,72	0,72	0,79	0,79	—	—	
-1	0,83	-0,83	0,77	-0,77	0,677	-0,677	
-3	0,49	-1,47	0,466	-1,398	0,409	-1,23	

Таблица 7

n	Баландин		Миролюбов		Мор		Примечание
	$\frac{\sigma_1}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_2}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_1}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_2}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_1}{\sigma_p}$	$\frac{\sigma_2}{\sigma_p}$	
0	1	0	1	0	1	0	Область 2-осного сжатия Область смешан. напр. состояния
1	0,99	0,99	0,97	0,97	—	—	
-1	0,59	-0,59	0,59	-0,59	0,51	-0,51	
-3	0,29	-0,87	0,29	-0,87	0,25	-0,78	
1	1,16	1,16	1,16	1,16	—	—	Область 2-осного сжатия
0	1,06	0	1,05	0	1,06	0	

Если учесть, что луч  $n = -1$  соответствует чистому сдвигу, величина которого является важной механической характеристикой, трудно определяемой экспериментально, можно, пользуясь графиком, указать пределы применимости сравниваемых теорий, поскольку каждая теория, основываясь только на двух характеристиках материала — предела прочности при растяжении и предела прочности при сжатии, должна давать расчетную величину прочности на сдвиг.

Принимая величину допускаемого отклонения опытных данных от расчетных  $\mp 10\%$ , устанавливаем следующие границы применимости критериев для различных материалов (см. табл. 8).



1. I<sup>я</sup> теория — —  $\sigma_1 = \sigma_2 > 0$   
 2. II<sup>я</sup> обобщен — —  $\sigma_1 = \sigma_2 > 0$   
 3. Мор — —  $\sigma_1 = -\sigma_3$   
 4. Баландин — —  $\sigma_1 = -\sigma_3$   
 5. Миролубов — —  $\sigma_1 = \sigma_2 < 0$

Рис. 13. Зависимость величины ошибок теоретических расчетов при некоторых видах плоского напряженного состояния по экспериментальным данным различных материалов

В приведенной таблице характеристикой сравниваемых с теорией материалов является коэффициент хрупкости  $\nu$ , в данном случае служащий вместо названия материалов, для которых применима та или иная теория.

Таблица 8

Критерий прочности	Пределы применимости
I теория прочности	$0 \leq \nu < 0,24$
Теория П. П. Баландина	$0,36 \leq \nu \leq 0,66$
Теория И. Н. Миролюбо- ва	$0,06 \leq \nu \leq 0,54$
Теория О. Мора	$0 \leq \nu \leq 0,16$

На основании данных таблицы можно (учитывая все высказанные ранее замечания) с достаточной для инженерных расчетов точностью утверждать, что первая теория прочности применима для весьма хрупких материалов типа стекла, бетона, гипса и некоторых хрупких пластмасс, теория П. Баландина — для чугунов и некоторых закаленных сталей, теория И. Н. Миролюбова — для всех уже названных, кроме очень хрупких (стекло, бетон, некоторые сплавы), теория О. Мора — для очень хрупких материалов (стекло, гипс).

Однако, как видим, ни одна из рассмотренных теорий не дает удовлетворительных результатов для всех хрупких материалов, диапазон изменения механических свойств которых можно характеризовать  $\nu$  ( $0 \leq \nu \leq 1$ ).

Для инженера, занимающегося расчетами на прочность хрупких материалов, каждый раз встает проблема, по какой теории вести расчет с тем, чтобы конструкция получалась наиболее экономичной и наиболее надежной.

Для исследователя, изучающего прочность твердых тел, так же важно знать, какая теория прочности может с большей надежностью предсказать момент разрушения материала при напряженных состояниях, отличных от линейных.

Предложенная методика сопоставления и приведенный анализ могут служить в этом случае достаточно хорошим ориентиром.

Но при этом необходимо знание всего многообразия созданных теорий прочности, что усложняет поставленную задачу.

Существующая тенденция к созданию теории для каждого материала, о которой говорилось в § 2, не решает проблемы, а ее бесконечно усложняет.

Наиболее правильным путем является создание такой инженерной теории, которая имела бы достаточно широкие

пределы применения. Такой путь решения проблемы имеет известные трудности, однако он не безнадежен.

Выше было показано, что ни одна из рассматриваемых теорий прочности хрупких материалов не соответствует полностью экспериментальным данным. Применение одних теорий приводит к необоснованному завышению расчетной прочности, применение других (теория Мора) — к необоснованному занижению.

Такое расхождение может быть объяснено, во-первых, различием исходных принципов, положенных в основу этих теорий, во-вторых, недостаточной экспериментальной проверкой, так как соответствие любой теории должно быть проверено на широком круге материалов. Большое разнообразие механических свойств материалов требует введения в теории псевых характеристик, определяемых опытным путем. В частности, для пластичных материалов должно быть учтено существенное упрочнение их в процессе деформации, для хрупких — неодинаковость сопротивления одноосному растяжению и одноосному сжатию.

Однако любая теория прочности, претендующая на практическое применение, должна базироваться на минимуме экспериментальных данных. Для хрупких материалов таким минимумом должно быть определение пределов прочности при сжатии и при растяжении.

Введение в расчетные уравнения большего числа механических характеристик вообще снимает вопрос о теории, поскольку теория должна предсказывать опасное состояние, зная одну-две характеристики материала.

В теориях, основанных на потенциальной энергии деформации, была введена новая характеристика —  $\nu$ , названная нами «коэффициентом хрупкости». Но проведенное сопоставление показало, что и после введения этой характеристики они применимы для узкого круга материалов, классифицируемых как хрупкие.

### **Уточнение расчетных формул и контур прочности хрупких материалов по теории наибольших удлинений**

В § 2 уже отмечалась ошибочность записи условия прочности по теории наибольших удлинений одним уравнением. Запись условия прочности по этой теории в виде двух и даже трех уравнений также не соответствует опыту.

Вторая теория предполагает линейную зависимость между напряжениями и деформациями (т. е. применима для абсолютно упругого тела). Создание любой теории начинается именно с такой идеализации механических свойств материала.

Хрупкие материалы в момент, предшествующий разрушению, обладают некоторой пластичностью. Однако расчетные уравнения необходимо получить, учитывая неодинаковость сопротивления хрупких материалов одноосным растяжению и сжатию. Введем коэффициент хрупкости материалов в уравнения по второй теории следующим способом.

На рис. 2 был построен предельный контур для пластического материала при плоском напряженном состоянии по теории наибольших удлинений. Луч напряжений, соответствующих чистому сдвигу, делит напряженные состояния на две части: 1) если  $\sigma_2 : \sigma_1 < 1$ , то разрушение наступает от растягивающих напряжений; 2) если  $\sigma_2 : \sigma_1 > 1$ , то разрушение происходит от преимущественного влияния сжимающих напряжений. В областях двухосных растяжений и двухосных сжатий контур ограничен прямыми, соответствующими уравнениям деформации в направлении отсутствующего напряжения.

Учитывая сказанное, построим контур предельного состояния для хрупкого материала по теории удлинений.

Отложим на осях безразмерных координат  $\sigma_2/\sigma_p$  и  $\sigma_1/\sigma_p$  точки  $A$  и  $B$ , соответствующие пределу прочности при растяжении —  $\sigma_p$ , и точки  $C$  и  $D$ , соответствующие пределу прочности при одноосном сжатии —  $\sigma_c$  (рис. 14). Предполагая  $|\sigma_c| = \sigma_p$ , построим контур прочности по второй теории, часть этого контура показана штриховой линией.

Так как на самом деле  $|\sigma_c| > \sigma_p$ , то из начала координат проведем прямые под углом  $\arctg v$  к осям до пересечения с построенным контуром. Точки пересечения  $E$  и  $F$  и точки  $A$  и  $B$  соединим прямыми, продолжив их до пересечения с прямой  $\sigma_1 + \sigma_2 = 2\sigma_p$  в области двухосного растяжения. В результате построения получим предельный контур прочности для хрупких материалов.

Этому контуру соответствуют шесть уравнений:

$$\left. \begin{aligned} \sigma_1 + \sigma_2 &= 2\sigma_p \\ 2\sigma_2 - v^2 \sigma_1 &= 2\sigma_p \\ 2\sigma_1 - v^2 \sigma_2 &= 2\sigma_p \\ \sigma_1 + \sigma_2 &= -2 \frac{\sigma_p}{v} \\ 2\sigma_2 - \sigma_1 &= -2 \frac{\sigma_p}{v} \\ 2\sigma_1 - \sigma_2 &= -2 \frac{\sigma_p}{v} \end{aligned} \right\} \quad (10)$$

В пространстве главных напряжений  $\sigma_1, \sigma_2, \sigma_3$  предельная поверхность будет представлять неравностороннюю шестигранную призму, равнонаклонную к осям координат.

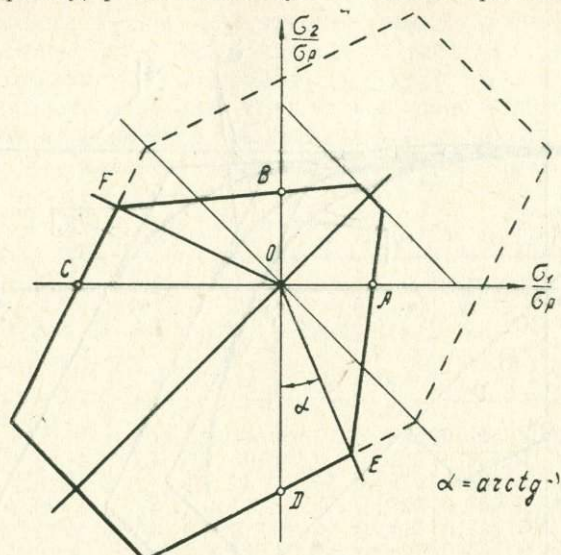


Рис. 14. Предельный контур прочности по теории наибольших деформаций для хрупких материалов

На рис. 15 построены теоретические контуры прочности для восьми хрупких материалов по уравнениям (10). Причем, учитывая симметричность контуров относительно диагонали, делящей I и III квадранты пополам, приведены только их половины. Там же сплошными кривыми линиями показаны фактические границы прочности этих материалов. Приведенные графики на рис. 15 показывают удовлетворительное совпадение экспериментальных данных с предельным контуром по II теории. Проведем сравнение расчетных и фактических значений сопротивления этих материалов сдвигу.

По второй теории, обобщенной на хрупкие материалы

$$\frac{\tau_{сд}}{\sigma_p} = \frac{2}{2 + \nu^2}, \quad (11)$$

по Мору 
$$\frac{\tau_{сд}}{\sigma_p} = \frac{1}{1 + \nu}, \quad (12)$$

по Миролюбову 
$$\frac{\tau_{сд}}{\sigma_p} = \frac{2}{\sqrt{3}(1 + \nu)}, \quad (13)$$

по Баландину 
$$\frac{\tau_{сд}}{\sigma_p} = \frac{1}{\sqrt{3\nu}}. \quad (14)$$

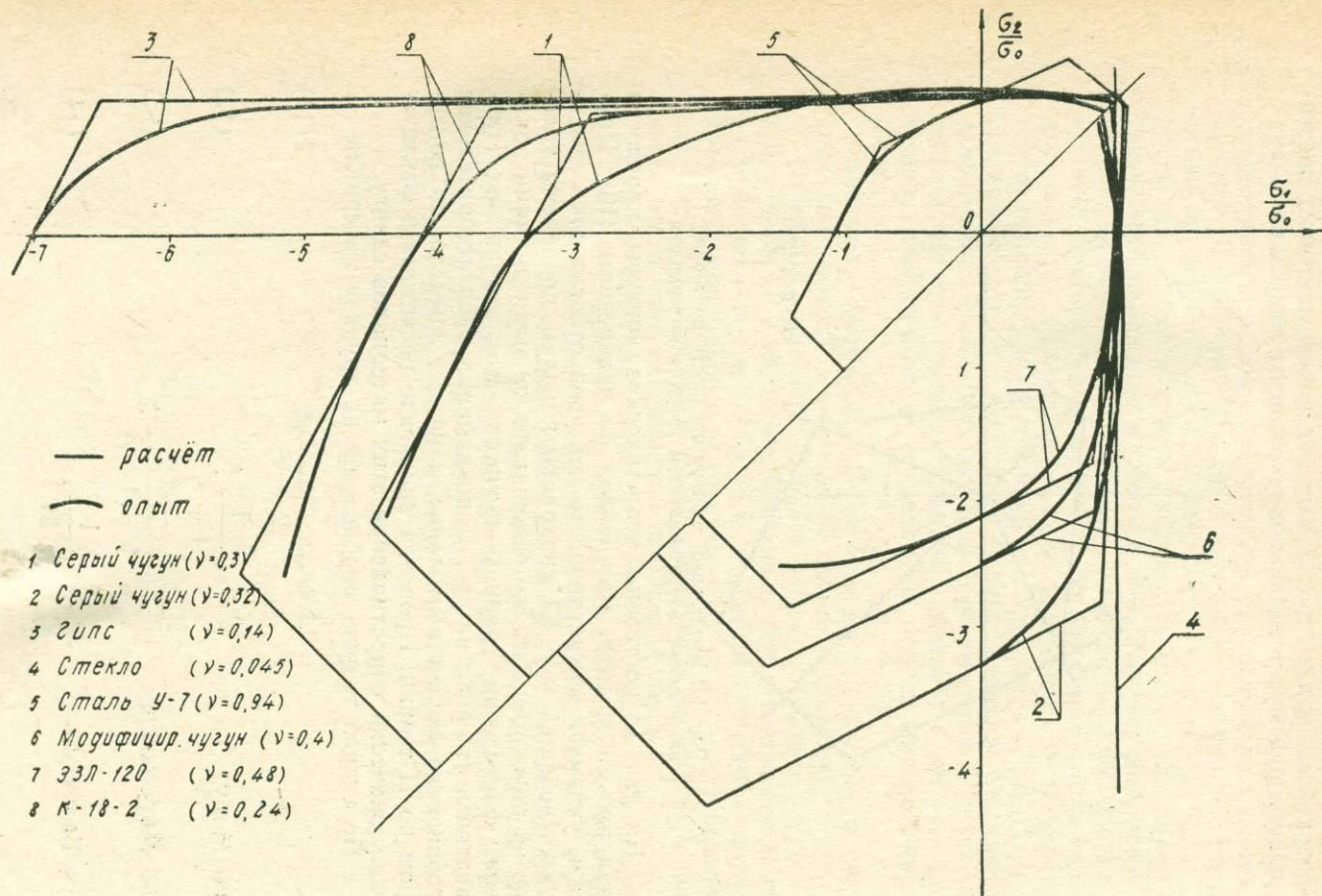


Рис. 15. Сопоставление фактической прочности восьми материалов с предельным контуром по теории наибольших деформаций, обобщенной на хрупкие материалы

Построенные на рис. 16 графики по приведенным зависимостям (11—14) и нанесенные здесь же опытные данные показывают, что и в этом случае вторая обобщенная теория прочности лучше, чем другие, соответствует эксперименту. Численные значения приведены в табл. 9.

Таким образом, предлагаемая для хрупких материалов теория охватывает широкий круг материалов и весь диапазон изменения основных механических свойств хрупких материалов. Ее следует рекомендовать для практических расчетов.

Таблица 9

№ п. п.	Материал	Услов. обоз. на фиг. 16	$\nu$	$\tau_{сд}/\sigma_p$				
				фак-тич.	по-Н и обобщ теори	по Мору	по Ба-ланди-ну	по Миро-любову
1	Стекло	○	0,045	1	0,989	0,956	2,72	1,10
2	Гипс	□	0,14	1	0,990	0,877	1,54	1,01
3	К-18-2	△	0,24	0,97	0,972	0,806	1,18	0,933
4	Серный чугун	○	0,3	0,95	0,952	0,769	1,05	0,888
5	Модиф. чугун	●	0,4	0,93	0,925	0,714	0,917	0,826
6	ЭЗЛ-120	◐	0,48	0,9	0,897	0,676	0,833	0,731
7	Сталь Р-18	△	0,48	0,868	0,897	0,676	0,833	0,781
8	Сталь Р-18	▽	0,48	0,856	0,897	0,676	0,833	0,781
9	Сталь Р-9	◇	0,42	0,859	0,918	0,704	0,893	0,814
10	Сталь У-12	★	0,41	0,838	0,922	0,709	0,932	0,820
11	Сталь 40Х	◇	0,5	0,867	0,888	0,666	0,806	0,771
12	Сталь У-7	☆	0,94	0,65	0,693	0,515	0,598	0,595

С теоретической точки зрения по предлагаемому критерию прочности для хрупких материалов (10), границы которого представлены на рис. 14, могут быть высказаны следующие замечания:

- 1) кусочно-линейный характер границ прочности;
- 2) отклонение теоретического контура от опытных данных по лучу, проведенному под углом  $\arctg \nu$ ;
- 3) приведенное напряжение по предлагаемому критерию для двухосного равного сжатия дает величину, численно равную пределу прочности материала при линейном (одноосном) сжатии, что может быть поставлено под сомнение.

Рассмотрим эти замечания. Критерий максимальных касательных напряжений также имеет кусочно-линейный характер. Однако он используется достаточно широко. Ю. В. Немировский [11] указывает на значительные математические трудности, возникающие при решении задач ползучести с использованием энергетического критерия. Решения таких задач с использованием теории максимальных касательных напряжений

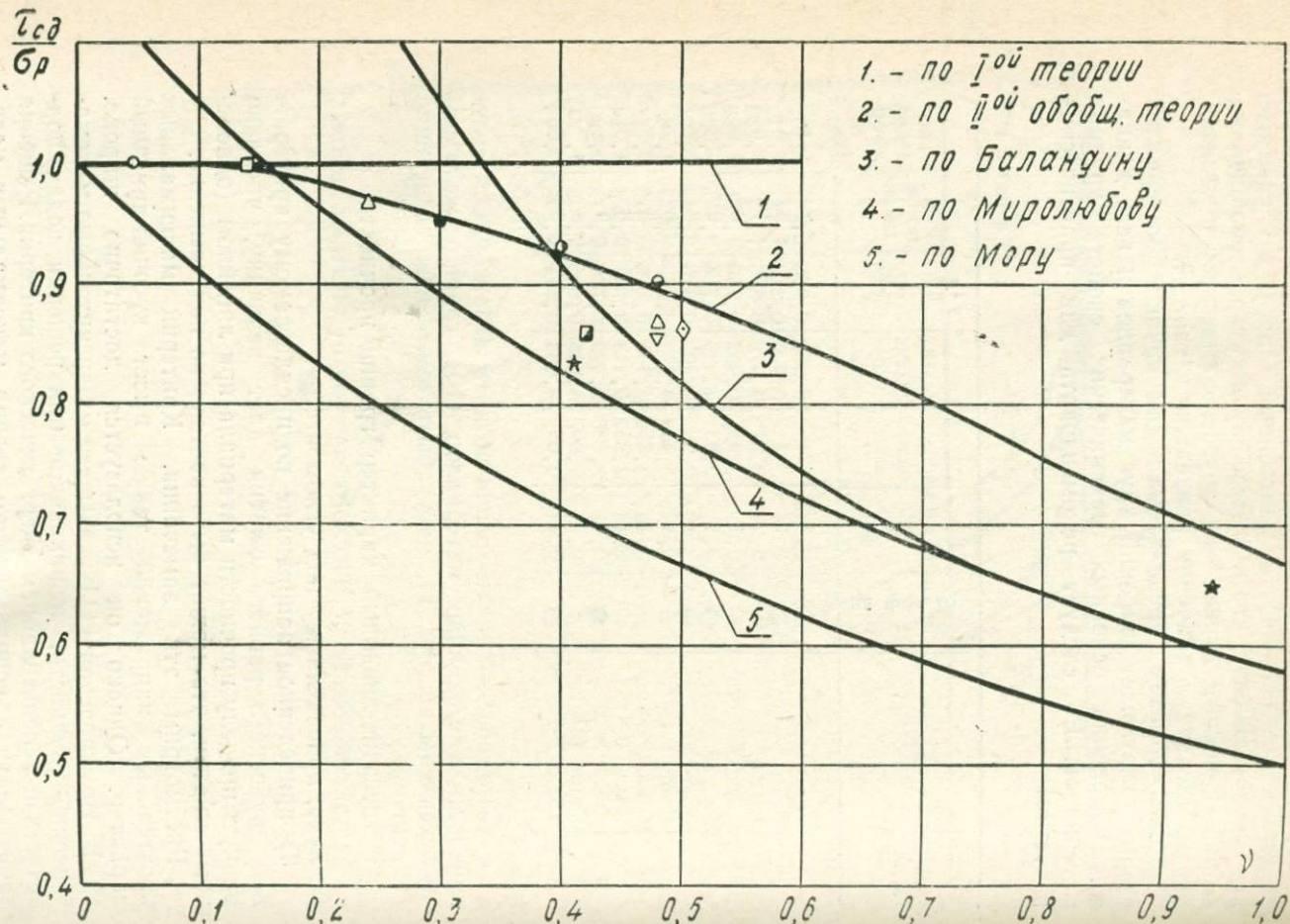


Рис. 16. Сопоставление фактического сопротивления сдвигу различных хрупких материалов с расчетными

тельных напряжений оказываются более простыми, но менее точными. Применение критерия наибольших удлинений (4), согласно исследованиям Ю. В. Немировского, дает простое и более точное решение.

Отклонение теоретического контура по условию (10) в узкой области напряженных состояний, близких к  $\sigma_1 : \sigma_2 = 1 : \nu$ , связано с упрощением построения контура (10). В результате дальнейших исследований предложенный контур можно уточнить и в этой области напряженных состояний.

Экспериментальные результаты, которые приведены в § 3, убеждают в том, что при плоском напряженном состоянии, когда оба напряжения сжимающие и численно близки друг к другу, фактическая прочность близка к прочности при линейном сжатии этого же материала. Поэтому указанное сомнение лишено оснований.

В областях трехосного напряженного состояния, особенно тогда, когда все три главных напряжения сжимающие, трудно оценить достоверность предложенных критериев разрушения [7, 10, 12—19], так как экспериментальных данных слишком мало.

Только по мере накопления экспериментальных данных по трехосному напряженному состоянию такая задача может быть в дальнейшем решена.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Малинин. Прикладная теория пластичности и ползучести. Машиностроение. М., 1968.
2. Д. Д. Ивлев. К построению теории идеальной пластичности. Прикладная математика и механика. АН СССР. Т. XXII, 850, 1958.
3. Л. М. Седоков. Сопrotивление материалов большим пластическим деформациям. Изд. ТГУ, Томск, 1966.
4. А. Ю. Ишлинский. Гипотеза прочности формoизменения. Ученые записки МГУ, механика, 46, 1940.
5. Р. Хилл. Общий метод анализа процессов металлообработки. Сб. «Механика», № 3 (85), 1964.
6. Р. М. Хейзорисвейт. Диапазон изменения условий текучести для устойчивых идеально-пластических тел. Сб. «Механика», № 5 (69), 1961.
7. П. О. Пашков. Пластичность и разрушение металлов. Судпромгиз, 1956.
8. Г. А. Смирнов-Аляев. Сопrotивление материалов пластическому деформированию. Машгиз, 1961.
9. С. Д. Пономарев и др. Расчеты на прочность в машиностроении. Т. 1. Машгиз, 1956.
10. К. Н. Кан, Ю. С. Первушин. Выбор критерия прочности для жестких термоактивных пластмасс. Механика полимеров, 4, 1966.
11. Ю. В. Немировский. Об уравнениях ползучести, основанных на критерии максимального проведенного напряжения. Известия АН СССР, Механика и машиностроение, № 3, 1964.
12. В. С. Головенко, Э. М. Михайловский, Л. М. Седоков. Оценка прочности хрупких материалов при сложном напряженном состоя-

нии. Сб. «Качество, надежность и долговечность продукции, выпускаемой машиностроительными предприятиями Кузбасса». Кемерово, 1969.

13. Б. Д. Грозин. Механические свойства закаленной стали. Машгиз, 1951.

14. Л. М. Седоков. Исследование пластичности и прочности серого чугуна. Известия вузов, «Физика», № 5, 1959.

15. А. И. Марков, Н. В. Михайлов, акад. П. А. Ребиндер. Обоснование критерия прочности хрупких тел в условиях неравномерного всестороннего сжатия. ДАН СССР, 1968, т. 182, № 6.

16. А. И. Марков, Н. В. Михайлов, П. А. Ребиндер. Об учете последовательности нагружения и масштабного фактора в оценке прочности хрупких тел при сложном нагружении их сжатием и растяжением. ДАН СССР, т. 179, № 5, 1968.

17. И. М. Павлов, М. В. Растегаев, В. М. Жаров. Деформация хрупких тел. Труды ин-та металлургии им. А. А. Байкова, вып. XIV; «Металлургия, металловедение, физико-химические методы исследования», Изд-во АН СССР, 1963.

18. Н. М. Варфоломеев. Испытание цементированной стали методом всестороннего неравномерного сжатия. Зав. лабораторией, XIX, № 2, 1953.

19. В. А. Алексеева. Приведенные напряжения чугунов в условиях всестороннего неравномерного сжатия. Труды Одесского технологического ин-та, т. VII, 1955.

---

**ПРОЧНОСТЬ И РАЗРУШЕНИЕ МИНЕРАЛОВ  
И ГОРНЫХ ПОРОД ПРИ БОЛЬШОЙ СКОРОСТИ  
НАГРУЖЕНИЯ**

---

**§ 1. Введение**

Знание физико-механических свойств горных пород при динамическом нагружении необходимо для количественного описания тектонических процессов, вулканологии, объяснения землетрясений и изучения сейсмических явлений, проведения горных работ и проектирования добычи полезных ископаемых.

Одной из весьма важных современных причин для исследования динамической деформации при быстром нагружении горных пород и высокой температуре является применение взрывов и, в частности, ядерных для выемки грунта и выполнения различных горных работ на большой глубине.

В США с 1965 г. осуществляется программа исследования зон разрушения под землей с целью образования подземных газохранилищ (проект Кетч), разработка способов существенного увеличения добычи природного газа из малопроницаемых пород и другие горные работы [1].

По данным результатам экспериментального подземного ядерного взрыва по проекту Гэсбагги, который был осуществлен в декабре 1967 г., подсчитаны следующие данные о стойкости образования подземных полостей с помощью ядерных взрывов. Взрывом заряда мощностью 10 кт можно образовать полость объемом 79,3 тыс. м<sup>3</sup>. Стоимость затрат составляет 1,5 млн. долл. Взрыв заряда с эквивалентным весом 100 кт сопровождается образованием полости объемом 450 тыс. м<sup>3</sup>. Стоимость затрат достигает 2 млн. долл.: 1 мт — стоимость работ 3,7 млн. долл., образовавшаяся полость имеет объем 2,5 млн. м<sup>3</sup>. Таким образом, стоимость образования 1 м<sup>3</sup> полости составит соответственно 19,4 долл., 4,5 долл. и 1,5 долл. Стоимость самого ядерного заряда с эквивалентным весом 10 кт составляет 25% всех затрат, а при исполь-

звании заряда мощностью 1 мт лишь 15% всех затрат. Большая часть затрат идет на разведочное бурение, обеспечение безопасности и общие вспомогательные работы.

Среди планируемых крупных объемов земляных работ следует указать предлагаемое строительство нового бесшлюзового Панамского канала шириной 304 м и глубиной 76 м, уровень воды в котором на всем его протяжении равен уровню океана. Такой канал имеет много преимуществ по сравнению со шлюзовым каналом согласно проекту. Производство земляных работ на трассе канала с помощью ядерных взрывов можно осуществить в пять раз быстрее и в четыре раза дешевле, чем обычными методами.

Для производства земляных работ проектируются ядерные заряды мощностью несколько килотонн. Диаметр контейнера заряда 10—200 кт будет около 91 см, а заряда до 2 мт—122 см [3].

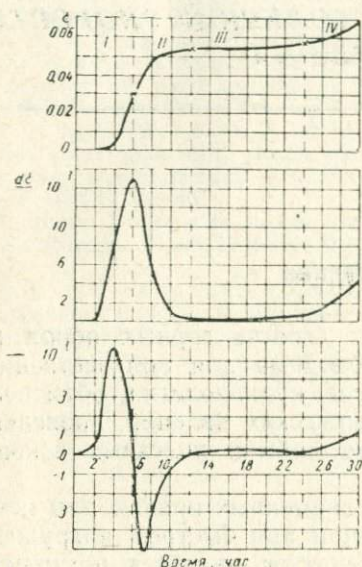


Рис. 1

Изучение импульсной прочности и разрушения тел необходимо проводить с учетом времени и скорости нагружения, кинетики процессов и ускорения деформации и разрушения тел [4].

На рис. 1 представлена зависимость от времени относительной деформации  $\epsilon$ , скорости  $\dot{\epsilon}$  и ускорения  $\ddot{\epsilon}$ .

В случае статистической нагрузки условное определение ускорений  $\ddot{\epsilon}$  процесса деформации и разрушения позволяет различать докритическое состояние, когда величины максимальных напряжений  $\sigma_{\max} < \sigma_B$  и процессы замедляются, т. е.  $\ddot{\epsilon} < 0$ , закритическое состояние, когда  $\sigma_{\max} > \sigma_B$  и процесс ускоряется, т. е.  $\ddot{\epsilon} > 0$ . В последнем случае особо важно выделить момент, который не совпадает ни с началом, ни с концом процесса, а соответствует перемене знака его ускорения и переходу процесса из устойчивого в неустойчивое состояние [4]. Этот процесс накопления повреждений структуры рассмотрен выше (гл. 1, § 8, 9).

Торможение деформации и разрушения за счет уменьшения энергоснабжения (главным образом в стадии разупрочнения тела — в закритическом состоянии)	Торможение разрушения в стадии разупрочнения тела за счет увеличения энергопоглощения		Торможение общей деформации за счет повышения сопротивления пластической деформации (главным образом в стадии упрочнения тела)	
	Внешние факторы	Внутренние факторы (структура и св-ва, повышающие локальную пластичность мат.)	внешние факторы	внутренние факторы
<p>1. Уменьшение упругой энергии системы для большей релаксации нагрузки в процессе деформации или разрушения:</p> <p>а) повышение модуля упругости деформируемого или разрушаемого материала;</p> <p>б) уменьшение объема, являющегося источником упругой энергии (объем сосудов под давлением, сечение и длина напряженных элементов конструкций);</p> <p>в) уменьшение многослойности пакетов, соединенных болтами, увеличение поверхностей контакта для меньшего пружинения.</p> <p>2. Уменьшение степени перегрузки и продолжительности ее действия.</p> <p>3. Уменьшение величины среднего расчетного напряжения и длительности действия внешних нагрузок.</p>	<p>Превышение температуры эксплуатации над критической температурой хладноломкости (определяется по уменьшению кристалличности излома).</p> <p>2. Уменьшение степени объемности растягивающих напряжений.</p> <p>3. Уменьшение неоднородности полей напряжений и деформаций (устранение и смягчение вершин надрезов, трещин резких переходов</p>	<p>1. Создание поверхностных или внутренних слоев повышенной пластичности или устранение хрупких поверхностных слоев.</p> <p>2. Уменьшение степени неоднородности структуры после закалки.</p> <p>3. Увеличение однородности бейнитной структуры или переход от бейнита к сорбиту при той же твердости.</p> <p>4. Применение гомогенных твердых растворов (например, аустенита).</p> <p>5. Отпуск вне «зоны хрупкого отпуска» и увеличение скорости охлаждения после отпуска в</p>	<p>1. Понижение температуры эксплуатации.</p> <p>2. Увеличение степени объемности растягивающих напряжений.</p> <p>3. Увеличение неоднородности полей напряжений и деформаций.</p> <p>4. Увеличение жесткости конструкции путем местных усилений, ребер жесткости и др.</p>	<p>Отход от гомогенного твердого раствора или чистых металлов и переход к легированно, вызывающему упрочнение путем:</p> <p>а) дисперсионного твердения;</p> <p>б) создания твердых растворов типа мартенсита;</p> <p>в) совмещения горячей механической деформации и охлаждения при закалке.</p>

1	2	3	4	5
	сечения, увеличение чистоты обработки поверхности).	интервале отпускной хрупк. 6. Уменьшение твердости (предела прочности) путем повышения температуры отпуска вне интервала хрупкого отпуска. 7. Совмещение горячей механической деформации и нагрева под закалку.		

В табл. I систематизированы основные факторы, способствующие процессу торможения, деформации и разрушения тела [1].

В интересующем нас процессе эффективного импульсного разрушения необходимо найти его закономерности и управлять кинетикой деформации и разрушения тела.

Для этого следует создавать такое распределение напряжений в теле, чтобы оно способствовало наиболее раннему возникновению закритического состояния и развитию процесса разрушения однородного тела или избирательному разрушению компонент неоднородного тела.

В процессе импульсного разрушения тела при взрыве ВВ или возникновении в нем искрового разряда необходимо выбрать оптимальные условия их возникновения и последующего механического разрушения тела механическими напряжениями, которые вызывают разряды в теле.

Выбирая режим разрушения тела за счет механических усилий при разряде, интересно рассмотреть варианты хрупкого и пластического разрушения тел и выбрать энергетически наиболее выгодный.

Для этого изучается кинетика процессов разряда, деформации и разрушения тела и управление скоростью и ускорением каждого из этих процессов.

Эффективность процессов разрушения горных пород обычно оценивают по величине удельных энергетических показателей, например, по величине удельной энергоемкости, которая представляет собой отношение затраченной энергии либо к единице разрушенного объема, либо к единице вновь образованной поверхности.

Энергия, затраченная на разрушение, пропорциональна величине образованной суммарной поверхности.

По [5] значение механической энергии, затраченной на разрушение тела, определяется выражением

$$A = \gamma \cdot S_B + q,$$

где  $\gamma$  — плотность поверхностной энергии,

$S_B$  — вновь образовавшаяся суммарная поверхность тела,  $q$  — энергия упругих и пластических деформаций, величина которой пропорциональна деформированному объему  $\Delta V$ , т. е.  $q \approx \Delta V$ . Запас упругой энергии определяется повышением потенциальной энергии тела, пластическая деформация связана с диссипацией энергии. Имеются выводы о слабом влиянии скоростей деформирования, имеющих порядок сотни м/сек, на физико-механические характеристики металлов.

С другой стороны, имеются данные о большом влиянии на свойства металлов высоких скоростей деформирования [4].

Большинство горных пород при динамическом нагружении ведет себя как хрупкие тела, которые разрушаются при малой пластической деформации. По этой причине при нагружении горных тел, вероятно, не будет наблюдаться упрочнения и отдыха. Поэтому скорость нагружения не должна была бы влиять на прочность горных пород [2].

Вероятно, эти представления надо дополнить еще и указанием области температур, в которой происходит испытание. В какой-то области температур и длительности нагружения горные породы будут пластичными и при сравнительно высоких скоростях нагружения. Область хрупкого излома с повышением температуры сместится в сторону более высоких скоростей нагружения.

По нашим представлениям, исходя из закона сохранения энергии при разрушении, при заданной мощности нагружения прочность тела будет расти с уменьшением времени его нагружения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Отчет комиссии по атомной энергии США за 1945 г. (программа Плаунер).
2. Nuclear Engin. 13, № 150, 892 (1968).
3. R. Dument. Constructor, Directory Gssue, July, 45—45 (1968).
4. Я. Б. Фридман, Г. К. Зилова, Б. А. Дроздовский, Н. И. Петрунин. Завод. лабор., 11, 1278 (1960).
5. П. А. Ребиндер, Л. А. Шрейнер, К. Ф. Жигач. Понижители твердости в бурении. Изд-во АН СССР, М., 1944.
6. Д. Тейлор. Испытание металлов при высоких скоростях. Сб. «Механика», № 3, 1950.
7. Ф. Ф. Витман, В. А. Степанов. Сб. «Некоторые проблемы прочности твердого тела». Изд-во АН СССР, М., 1959.

### § 2. Твердость тел с ионной структурой

Твердость — это свойство кристаллов, являющееся результатом высокой плотности энергии связи и высокой симметрии структуры. Мерой высокой плотности энергии связи для ионных кристаллов является плотность энергии сцепления, под которой понимается энергия связи, отнесенная к одному молю вещества [1]. Она равна разности потенциальных энергий системы в начальном и конечном состояниях.

Начальным является состояние, когда взаимодействие между частицами отсутствует, а конечное отвечает равновесному расположению частиц в кристалле при абсолютном нуле температуры. Поэтому энергия сцепления равняется энергии решетки.

Эту оценку нельзя применять, например, к слоистым решеткам, имеющим высокую плотность энергии связи внутри

слюя. Малая энергия связи между слоями определяет малую твердость и прочность слоистых структур.

Применение высоких давлений позволяет перестроить структуру, образовав решетку с высокой симметрией (например, при сжатии кристаллов графита), ликвидировать слоистость решетки и, в частности, получить из графита алмаз. Высокое давление уменьшает объем тела, способствует закрытию пор, уплотнению материала и улучшению его прочности, повышает его вязкость.

Прочность кристаллов щелочногалоидных солей определяется энергией связи ионов. Она растет с уменьшением расстояния между ионами, т. е. уменьшением ионных радиусов. При измерении микротвердости фактически определяется связь между работой, затрачиваемой на образование поверхности отпечатка, и величиной этой поверхности, т. е. производится измерение величины поверхностной энергии  $\sigma$  в относительных единицах, хотя результат дается в единицах микротвердости  $\left(\frac{\kappa\Gamma}{\text{см}^2}\right)$  [2]. Зная соотношение между  $\sigma = f(H)$ , по величине  $H$  можно определять  $\sigma$ . Такой пересчет можно, например, сделать, пользуясь методом шлифования для определения поверхностной энергии, как это было предложено акад. В. Д. Кузнецовым [3, 4]. При таком расчете получается соотношение:

$$\sigma = \sigma_0 \sqrt[3]{\frac{H^2}{H_0^2}}, \quad (1)$$

где  $\sigma$  и  $H$  — соответственно величина поверхностной энергии и микротвердость тела, а  $\sigma_0$  и  $H_0$  — величина поверхностной энергии и микротвердость эталонного тела. Акад. В. Д. Кузнецов показал, что твердость кристаллов, определяемая способом диспергирования (шлифованием, сверлением, царапанием, взаимным шлифованием), растет с увеличением поверхностной энергии [5]. Так как с увеличением поверхностной энергии растет и энергия решетки, то поэтому наблюдаются соотношения, представленные на рис. 1, 2.

Зависимость твердости щелочногалоидных соединений от параметра решетки описывается [7].

$$H = A \cdot r_0^{-n}, \quad (2)$$

где  $r_0$  — период решетки,

$n$  — постоянные, зависящие от типа структуры.

Для ионных кристаллов энергия решетки связана с параметром решетки [7]

$$U = B \cdot r_0^{-n}, \quad (3)$$

где  $B$  — постоянная. Из (2) и (3) имеем

$$H = \frac{A}{B} \cdot U. \quad (4)$$

Акад. П. А. Ребиндер открыл и исследовал влияние поверхностно активных веществ на величину твердости [8]. Адсорбция полярных молекул понижает твердость адсорбента.

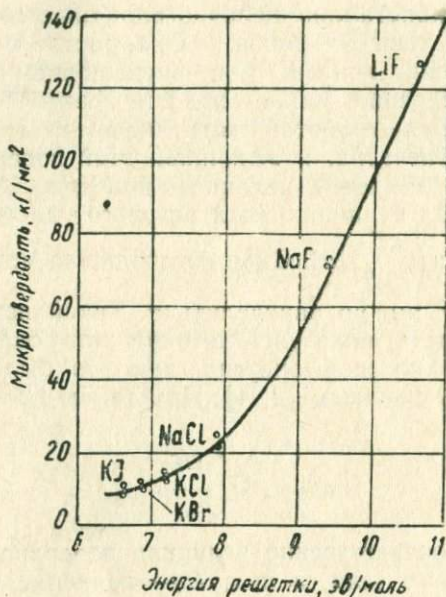


Рис. 1. Зависимость микротвердости от энергии решетки щелочногалогидных кристаллов

Акад. А. Е. Ферсман [9] рассматривал механическую прочность ионных соединений как результат энергетического взаимодействия ионов. При равномерном распределении ионов в решетке силы связи между ними одинаковы в каждом участке решетки и характеризуются величиной энергии решетки. Если распределение связей в решетке неравномерно и имеются места или направления меньшей прочности связи, то разрушение будет происходить по ослабленным участкам или направлениям.

Полная энергия решетки имеет корреляцию [6] с твердостью. Несмотря на большую величину сил связи в слое, механическая прочность слоистых структур, определяемая

слабыми ван-дер-ваальсовыми силами, действующими между слоями, оказывается в общем небольшой в случае простой равномерной ионной структуры для гетерополярных кристаллов. Например, твердость является одной из характеристик механической прочности твердого тела и закономерно изменяется с химическим составом. Замена фтора хлором, бромом и йодом сопровождается уменьшением твердости кристаллов щелочногалогидных соединений.

Для ионных щелочногалогидных кристаллов твердость, определенная способами, связанными с диспергированием или вдавливанием, систематически возрастает с энергией решетки (рис. 1, 2). Увеличение твердости кристаллов бинарных соединений с возрастанием валентности ионов, удельного веса вещества, уменьшением атомного объема и другими атомными характеристиками было установлено исследованиями Э. Фридриха, В. М. Гольдшмидта, А. Е. Ферсмана [9].

В. Д. Кузнецов [5] показал, что твердость, измеряемая различным путем, определяется также физическими процессами, большей частью связанными для хрупких тел с поверхностной энергией.

Г. Б. Бокий [10] подчеркнул параллельное изменение твердости и температуры плавления веществ, характеризующих механическую и термическую прочность соединения, и описал влияние кристалло-химических факторов на твердость и температуру плавления на примере неорганических соединений.

Увеличение межатомного расстояния при одинаковом типе ионной кристаллографической структуры у веществ с одинаковой валентностью сопровождается понижением твердости и снижением температуры плавления.

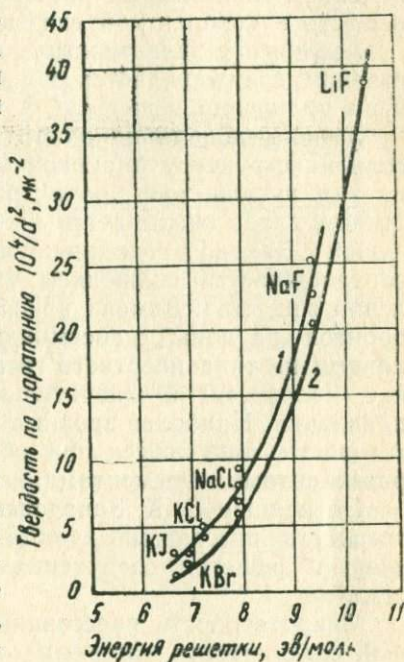


Рис. 2. Зависимость твердости при царапании по Мартенсу острием (1) и царапина алмазной пирамидой на приборе ПМТ-3 (2) от энергии решетки щелочногалогидных кристаллов

В. Н. Рыков и Т. Н. Антоненко [11] заметили, что между твердостью кристаллов щелочногалогенидных солей и теплотой сублимации имеется линейная зависимость.

Уменьшение твердости и температуры плавления с увеличением межатомных расстояний наблюдается также и для веществ с ковалентной связью.

Увеличение валентности при неизменном межатомном расстоянии сопровождается повышением твердости и температуры плавления вещества.

Замена координационного структурного типа каменной соли на структуру цинковой обманки или типа флюорита — на тип рутила, при прочих равных или близких характеристиках, слабо сказывается на твердости и температуре плавления. Замена координационной структуры на слоистую сопровождается снижением твердости и температуры плавления вещества. Замена ионов с восьмиэлектронной внешней орбитой на ионы с восемнадцатизэлектронной или другими ионами не типа инертного газа, вызывает небольшое изменение твердости и значительное уменьшение температуры плавления. Наиболее прочные соединения, имеющие большую твердость, получаются при образовании соединений с четырехвалентными элементами.

По данным Е. К. Завадovской и С. Л. Кашук [2], микротвердость прессованных образцов увеличивается с ростом энергии решетки соединения так же, как и для монокристаллов.

Микротвердость прессованных образцов вследствие большой пластичности материала оказывается относительно выше микротвердости монокристаллов того же химического состава.

С ростом модуля упругости кристаллов увеличивается микротвердость, что является следствием пропорциональности напряжения, необходимого для движения дислокации и модуля упругости [13].

Напряжение, необходимое для скольжения по различным плоскостям кристалла, слабо различается для разных плоскостей скольжения в кристаллах NaCl и значительно различается в кристаллах LiF.

Теоретически показана возможность упрочнения решетки за счет ее искажения при введении Mg и увеличении напряжения течения с температурой.

Упрочнение возникает за счет упругого искажения решетки парой, состоящей из  $Mg^{2-}$  и соединений положительной полярной вакансии, и увеличения сопротивления движения дислокаций в плоскости скольжения [14].

В работе [15] исследована зависимость микротвердости от нагрузки для кристаллов NaCl и LiF. Микротвердость

кристаллов LiF при температурах 20, 61 и 115°C и кристаллов NaCl при комнатной температуре описывается уравнением вида  $P = a\alpha^n$  с одним и тем же показателем степени  $n = 1,86$  и коэффициентом  $a$ , зависящим от вещества и температуры.

Микротвердости  $H$  кристаллов NaCl на грани (100) от нагрузки  $P$  представлены на рис. 3 [16], а на рис. 4 зависимость величины зоны упругой деформации от размеров отпечатка. Интересно отметить, что такой же ход зависимости, как на рис. 3, наблюдался для электрической прочности кристаллов в зависимости от механической нагрузки на образец [17].

Таким образом, вид зависимости микротвердости кристаллов от величины нагрузки на индикатор получается одинаковым для кристаллов с различно нарушенной структурой.

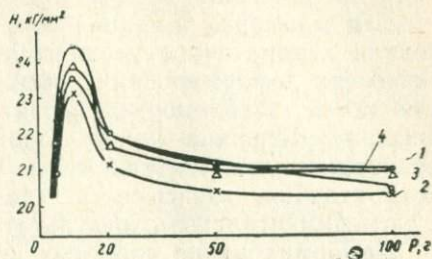


Рис. 3. Зависимость микротвердости  $H$  от нагрузки  $P$  на грани (100) NaCl. 1 — каменная соль, 2 — кристалл окрашивается и обесцвечивается 45 раз при 750°C, 3 — малиновый кристалл, 4 — синий кристалл по [16]

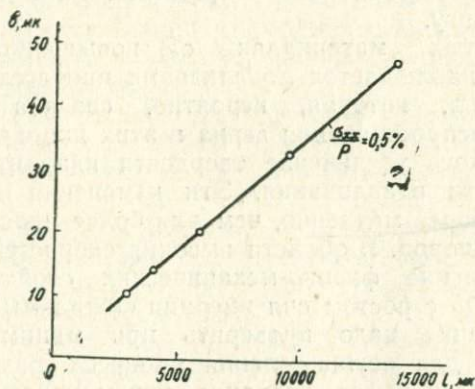


Рис. 4. Зависимость величины зоны упругой деформации от размеров отпечатка по [16]

Область упругой деформации около отпечатка растет линейно с увеличением размеров отпечатка. Ее значение находится в удовлетворительном согласии с результатами теоретических расчетов. Вследствие малости размеров упру-

гой зоны и небольшой величины энергии, запасаемой в этом объеме, упругие процессы и, в частности, упругое восстановление размеров около отпечатка малы и не оказывают влияния на измерение микротвердости.

Для мрамора, каменной соли, известняка и кварца установили квадратичное увеличение твердости от скорости при скоростях деформирования выше 30 м/сек. Основной причиной такой зависимости, вероятно, является влияние сил инерции. Величина кинетической энергии сдвигаемых масс пропорциональна плотности и квадрату их скорости. Эта квадратичная зависимость удовлетворительно согласуется с экспериментальными результатами [18].

Деформирование пористых неплотных тел имеет следующие особенности. При медленном нагружении происходит сначала уплотнение материала и пластическая деформация кристаллов в большом объеме.

В условиях быстрого нагружения успевает произойти только деформация по границам зерен. Уплотнение в большом объеме усиливает прочность. В результате создаются местные перенапряжения, возникает боковой распад, достигающий большой величины, что и вызывает хрупкое разрушение пористого материала, например, известняка.

В рассматриваемом случае увеличение скорости нагружения и рост напряжений в материале связаны с увеличением влияния нормального напряжения на величину сопротивления сдвигу.

В пористых материалах с повышением скорости нагружения наблюдается локализация процесса деформации горных пород, которая, вероятно, связана с меньшей скоростью распространения зерна в этих породах [8].

Наблюдалось увеличение твердости кварцита с повышением скорости вдавливания. Эти изменения для кварцита происходят более медленно, чем для более пластичных и менее плотных пород. В области высоких скоростей деформирования изменение физико-механических свойств кварцита можно связать с ростом сил инерции смещаемых масс.

Исследование надо проверить при минимуме энергии, необходимой для осуществления процесса разрушения при данной скорости деформирования, чтобы исключить затраты энергии на дополнительное деформирование или повторное дробление кусков после осуществления единичного акта разрушения [16].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. С. Жданов. Физика твердого тела. М., Изд. МГУ, стр. 193.
2. Махнавецкий. Стекло и керамика. 5, 19 (1965).

3. В. Д. Кузнецов. Поверхностная энергия твердых тел. № 2, М., ГИТЛ, 1954.
4. Ф. К. Алейников. ЖЭТФ, 27, в. 3, 173 (1957).
5. В. Д. Кузнецов. Физика твердого тела. М., т. 1, Томск, 1937.
6. Э. Л. Андроникашвили, Н. Г. Политов, Л. Ф. Ворожейкина. Действие ядерных излучений на материалы. АН СССР, М., 1962, стр. 277.
7. В. Д. Кузнецов и Е. В. Лаврентьева. ЖТФ, 1, 470 (1931).
8. П. А. Ребиндер и Н. А. Калиновская. ЖТФ, 2, 726 (1932).
9. А. Е. Ферсман. Геохимия, т. III, ОНТИ, М., 1937.
10. Г. Б. Бокий. Введение в кристаллохимию. Изд. МГУ, 1954.
11. В. И. Рыков, Т. И. Антоненко. Изв. вузов МВ и ССО СССР, Физика, 4, 461 (1962).
12. Е. К. Завадовская, С. Л. Кащук. Сборник «Действие излучений на свойства материалов». Новосибирск, 1963, стр. 83. Зап.-Сиб. Совет по координации.
13. C. V. Briscoe, Squire C. F., Phys. Rev., 106, 117 (1957).
14. R. L. Fleisher. J. Appl. Phys., 33, 3504 (1962).
15. Г. П. Упит, С. А. Варгения, Л. Г. Павловская. Кристаллография, 12, № 6, 1084 (1967).
16. Ю. С. Боярская, Ю. П. Келоглу, М. К. Болога, В. В. Меденец. Кристаллография, 4, в. 4, 597 (1959).
17. А. А. Воробьев, Е. К. Завадовская. Электрическая прочность твердых диэлектриков. ГИТЛ, М., 1956.
18. Н. Ж. Павлов, Л. А. Шрейнер. Разрушение горных пород при динамическом нагружении. М., Изд. «Недра», 1964.

### § 3. ТВЕРДОСТЬ ТЕЛ С КОВАЛЕНТНЫМИ СВЯЗЯМИ

Простые корреляции между твердостью тел с ионными связями между частицами и термодинамическими характеристиками соединений также хорошо подтверждаются и для тел с ковалентными связями.

В физико-химической механике тел в качестве физической меры прочности материалов принята удельная свободная  $\gamma_{hkl}$  или удельная полная  $\epsilon_{hkl}$  поверхностная энергия тела [1].

В работах Борна и Штерна, Я. И. Френкеля, А. А. Воробьева и других показаны количественные зависимости между энергией решетки и удельной полной поверхностной энергией граней ионных кристаллов [3].

Удельная полная энергия, измеряемая энергией образования единицы новой поверхности, является функцией энергии атомизации. Поэтому посредством энергии атомизации можно охарактеризовать зависимость между энергетической и механической прочностью связей.

Связь между удельной свободной энергией  $\gamma_{hkl}$  и удельной полной  $\epsilon_{hkl}$  поверхностной энергией задается уравнением Гиббса — Гельмгольца

$$\gamma_{hkl} = \epsilon_{hkl} + T \left( \frac{\partial \gamma_{hkl}}{\partial T} \right) P. \quad (1)$$

По П. А. Ребиндеру [1], для соединений гомоголов должна существовать зависимость между микротвердостью  $H$  и удельной свободной поверхностной энергией граней с одними и теми же индексами ( $hkl$ )

$$H_1 : H_2 : H_3 = \sigma_1 : \sigma_2 : \sigma_3. \quad (2)$$

Для соединений, кристаллизующихся в разных структурах, простого соответствия, даваемого рядом (2), не получается. Соотношение между энергией атомизации и удельной поверхностной энергией представляется более сложной функцией [4].

Для алмаза [5] значение  $\varepsilon_{hkl}$  и  $\gamma_{hkl}$  получено теоретически. Между  $\varepsilon_{hkl}$  и  $\gamma_{hkl}$  для алмаза и других хрупких веществ разница не превышает 4%, поэтому допустимо равенство  $\varepsilon_{hkl} = \gamma_{hkl}$ .

Таблица 1

Энергии атомизации, полные и свободные удельные поверхностные энергии по Б. Ф. Ормонту [4]

Вещество	$hkl$	$\frac{a}{\text{Å}}$	$\frac{a^2}{\text{Å}^2}$	$\frac{\Omega}{\text{формулярный вес}}$	$\frac{\Omega}{a^2}$	$M_z$	$\frac{\varepsilon}{\text{эрг}} \frac{\text{см}^2}{\text{см}^2}$	$\frac{\gamma}{\text{эрг}} \frac{\text{см}^2}{\text{см}^2}$
Алмаз	100	3,56	12,67	170	13,4	694,34	9304	9100
	111					401,33	5378	5270
CSi куб.	100	4,37	19,10	300	15,7	347,17	5450	5340
	111					200,66	3150	5090
TaC <sub>„</sub>	100	4,46	19,89	391	19,6	231,45	4536	4440
VC <sub>„</sub>	100	4,17	17,39	338	19,4	231,45	4490	4400
NbC <sub>„</sub>	100	4,46	19,89	384	19,3	231,45	4467	4380
NfN <sub>„</sub>	100	4,40	19,36	371	19,2	231,45	4443	4350
WC <i>гзкс</i>	001	2,91	8,5	376	44,2	100,35	4435	4340
HfC куб.	100	4,46	19,89	380	19,1	231,45	4420	4330
NbN <sub>„</sub>	100	(4,38)	(19,18)	347	(18,1)	231,45	4189	4110
TiC <sub>„</sub>	100	4,31	18,58	358	17,5	231,45	4050	3970
TiN <sub>„</sub>	100	4,23	17,89	305	17,0	231,45	3954	3850
VN <sub>„</sub>	100	4,13	17,06	(293)	17,2	231,45	(3980)	3900
VN <sub>„</sub>	100	-	-	276	16,1	-	3725	-
ZrN <sub>„</sub>	100	4,58	21,0	335	16,0	231,45	3703	3630
ZrC <sub>„</sub>	100	4,69	22,0	(363)	16,5	231,45	(3819)	3740
	100			348	15,8		3657	
Si <sub>„</sub>	100	5,42	29,38			694,34	2124	2085
				102	3,07	401,33	1232	1210

Б. Ф. Ормонт [6] вывел уравнение зависимости между удельной полной поверхностной энергией  $\varepsilon_{hkl}$  грани и величиной энергии атомизации, которое, например, для кубических решеток имеет вид

$$\varepsilon_{hkl} = M_z (hkl) \frac{\Omega}{a^2}. \quad (3)$$

Здесь  $M_{\varepsilon(hkl)}$  — структурная постоянная, рассчитанная для некоторых структур, образованных гранями с наименьшей поверхностной энергией т. е. отвечающих, согласно принципу Гиббса — Кюри, термодинамически устойчивой форме.

В табл. 1 представлен термодинамический ряд твердости для некоторых веществ, в том числе особо твердых, по Б. Ф. Ормонту.

На рис. 1 представлена зависимость микротвердости  $H_V$  монокристаллов Si, Ge, In, Sb: а) от температуры  $T^\circ K$  и б) от гомологической температуры  $T/T_{пл}$ .

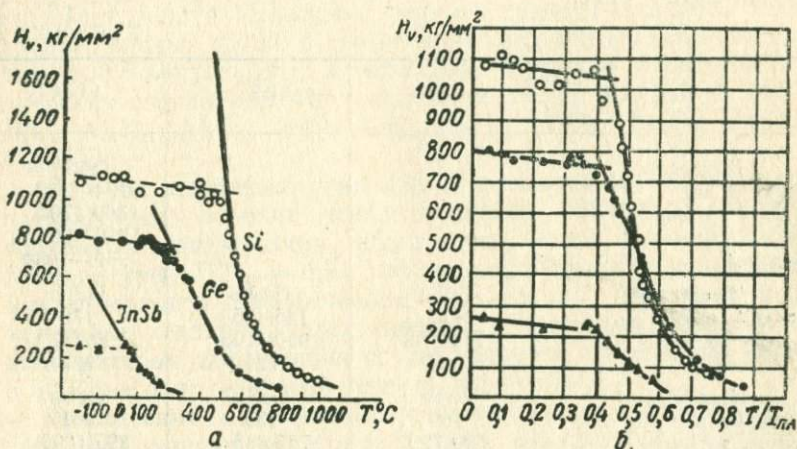


Рис. 1. Зависимость микротвердости  $H_V$ , монокристаллов Si, Ge, Zn, Sb: а) от абсолютной температуры и б) от гомологической температуры  $T/T_{пл}$  в плоскости (111)

Измерения сделаны на плоскости (111), сплошные линии проведены согласно уравнению, данному в работе [7].

Как видно из рис. 1, в области высоких температур критическое напряжение сдвига, величина которого пропорциональна микротвердости у ковалентных кристаллов, сильно зависит от температуры.

В области температур ниже  $0,4 T_{пл}^\circ$ , такие кристаллы практически являются хрупкими. Из рис. 1 следует, что в кристаллах с направленными связями напряжения сдвига дислокаций резко зависят от температуры.

В табл. 2 приведено сопоставление энергии атомизации, удельные полные поверхностные энергии и микротвердости полупроводников по [8, 9].

Из табл. 1 и 2 следует, что с увеличением энергии атомизации для соединений-гомологов растет и микротвердость.

Таким образом, энергетическая и механическая характеристики устойчивости совпадают.

Металлоподобные соединения карбидов, нитридов, боридов и силицидов, переходных металлов IV—VI групп периодической системы Д. И. Менделеева имеют высокую твердость, что является одним из наиболее характерных свойств этих веществ [10]. Микротвердость металлоподобных соединений в общем возрастает в ряду: силицид — нитрид — карбид — борид, что находится в соответствии с кристаллической структурой и прочностью межатомной связи в этих соединениях [11].

Таблица 2

Тип	A <sup>II</sup> B <sup>VI</sup>	A <sup>III</sup> B <sup>V</sup>	A <sup>IV</sup> A <sup>IV</sup>
Вещество			SiSi
Q ккал/Ф. вес			204+180
$\epsilon_{111}/\epsilon_{110}$ эрг/см <sup>2</sup>			1390/1700
H кг/мм <sup>2</sup>			1230/1500
			950—1050
Вещество	ZnSe	GaAs	GeGe
Q ккал/Ф. вес	114	146(155)	178
$\epsilon_{111}/\epsilon_{110}$ эрг/см <sup>2</sup>	710/870	900/1100	1120/1370
H, кг/мм <sup>2</sup>	137	721	992
Вещество	ZnTe	GaSb	GeSn
Q ккал/Ф. вес	109	135	161
$\epsilon_{111}/\epsilon_{110}$ эрг/см <sup>2</sup>	590/720	725/885	895/1090
H, кг/мм <sup>2</sup>	82	469	470
Вещество	CdTe	ZnSb	SnSn $\alpha$
Q ккал/Ф. вес	99	121	143
$\epsilon_{111}/\epsilon_{110}$ эрг/см <sup>2</sup>	480/590	580/710	670/820
H кг/мм <sup>2</sup>	56	225	225

Хрупкость этих соединений возрастает в ряду силицид — борид — нитрид — карбид. Хрупкость соединения растет с уменьшением среднеквадратичных смещений центров молекулярных комплексов в кристаллических решетках соединений, т. е. с увеличением жесткости межатомной связи, с уменьшенным возможностями релаксации напряжений в материале.

Исследовались образцы карбидов титана, циркония, ванадия, тантала, хрома, молибдена и вольфрама, нитридов титана и циркония, боридов титана, циркония, ниобия, тантала, хрома, молибдена, вольфрама, кальция, бария, лантана и церия и силицидов титана, циркония, ниобия, тантала, хрома, молибдена, вольфрама, железа, кобальта и никеля. Образцы имели предельный фазовый состав. Они изготовлялись путем спекания порошков этих соединений при высоком

давлении. Для снятия внутренних напряжений образцы подвергались длительному высокотемпературному отжигу. Удаление поверхностного наклепанного слоя с образцов происходило путем травления [11].

Микротвердость вдоль ряда изоморфных монокристаллов нитратов Sr, Pb и Ba понижается от 46,1 кг/мм<sup>2</sup> для Sr (NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub> до 29,0 кг/мм<sup>2</sup> для Ba (NO<sub>3</sub>)<sub>2</sub>. Параметр решетки при этом возрастает от значения 7,77 Å до 8,11 Å.

Кристаллы с ковалентной связью имеют более высокие значения микротвердости, чем кристаллы с ионной связью [12].

В исследовании [13] описана температурная зависимость микротвердости для различных типов кристаллической решетки. Произведено сравнение микротвердости окислов одной группы, разных групп, а также микротвердости ГЦК — металлов, щелочногалоидных кристаллов, карбидов и интерметаллических соединений. Изучались: FeO, CoO, MnO, TiO, MgO, NiO, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, BeO, LiO<sub>2</sub>, ZrO<sub>2</sub>, TiO<sub>2</sub>, Be<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, ZrSiO<sub>4</sub>, MgAl<sub>2</sub>O<sub>4</sub>.

Для исследованных окислов с повышением температуры наблюдается падение микротвердости. Особенно быстрое падение микротвердости происходит выше гомологической температуры  $T/T_{пл.} = 0,5$ . Изменение скорости уменьшения микротвердости с повышением температуры связывают с изменением механизма пластической деформации. При низких температурах деформация осуществляется путем скольжения, а при высоких ее связывают с диффузией.

Отклонения от стехиометрического состава соединений сильно проявляются на зависимости микротвердости от температуры из-за различного влияния дефектов на микротвердость.

В области низких температур дефекты решетки, нарушения стехиометрического соотношения затрудняют скольжение в решетке, повышают микротвердость. При высоких температурах микротвердость в дефектной структуре падает более сильно, чем в ненарушенной, потому что диффузионные процессы, определяющие деформацию при высоких температурах, при нарушении стехиометрического состава протекают быстрее.

Таким образом, между термохимическими характеристиками материалов и их твердостью существует прямое соответствие. С увеличением сил энергии связи между частицами соединения повышается и твердость тела.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Д. Кузнецов. Физика твердого тела. Томск, Изд. «Красное Знамя». 1937.

3. В. Д. Кузнецов. Поверхностная энергия. М., Изд.
4. Б. Ф. Ормонт. Изв. ЛЭТИ, 67, 10 (1968).
5. J. Harkins. Chem. Phys., 10, 263 (1942).
6. Б. Ф. Ормонт. ДАН СССР, 106, 657 (1956).
7. С. И. Грефилов. Сб. «Физ. природа хрупкости металлов», Киев, Изд. Наукова думка, 1965.
8. Б. Ф. Ормонт. ЖНХ, 3, 1281 (1958).
9. Б. Ф. Ормонт. ЖНХ, 5, 255 (1960).
10. Г. В. Самсонов, В. С. Нешпер, Л. М. Хренова. ФММ, 8, в. (4), 623 (1959).
11. Г. В. Самсонов, В. С. Нешпер. В сб.: «Вопросы порошковой металлургии и прочности материалов», М., Изд. АН СССР, 1958, в. 5.
12. D. B. Sirdeshmukh. J. Phys. and Chem. Solids., 27, № 9, 1557 (1966).
13. G. H. Westbrook. Rev. hantes, temperat. et. refract, 3, № 1, 47 (1966).

#### § 4. ЗАВИСИМОСТЬ ВРЕМЕНИ РАЗРЫВА ТВЕРДОГО ТЕЛА ОТ НАПРЯЖЕНИЯ И ТЕМПЕРАТУРЫ

Напряжение при разрыве, определяющее прочность, является главной характеристикой механического разрушения материала [1]. Теоретическая прочность материалов определяется межмолекулярными силами. Техническая прочность является свойством, зависящим от дефектов структуры материала, в первую очередь от трещин и ослабленных мест и других неоднородностей в материале.

По Гриффитсу хрупкий разрыв представляет быстрое нарастание одной из опасных трещин [2—4].

А. П. Александров и С. Н. Журков [5], исходя из представлений Гриффитса, показали, что прочность образца должна зависеть от величины его поверхности сечения. По их мнению, наиболее опасными являются поверхностные трещины, взаимодействующие с агрессивной окружающей средой.

Т. Конторова [6, 7] пришла к выводу, что наиболее опасными являются внутренние трещины, поэтому прочность зависит от объема образца, а не его поверхности. Для стеклянных нитей и щелочногалоидных кристаллов показано, что опасными являются поверхностные трещины, развитие которых понижает прочность.

А. Ф. Иоффе показал, что, предупреждая развитие поверхностных трещин при разрыве щелочногалоидных кристаллов в теплой воде, можно значительно повысить измеряемую прочность кристаллов.

Понижение прочности материала с увеличением экспозиции при статической нагрузке называют статической усталостью материала.

Уменьшение долговечности стекла с увеличением напряжения Орован [8] объяснил существованием микротрещин на

поверхности, которое адсорбирует влагу из воздуха, что понижает поверхностное натяжение и прочность образца. При быстром приложении нагрузки адсорбирования пленка не успевает образовываться и понижать прочность образца. С увеличением времени разрыва больше адсорбируется влаги, сильнее понижается их прочность.

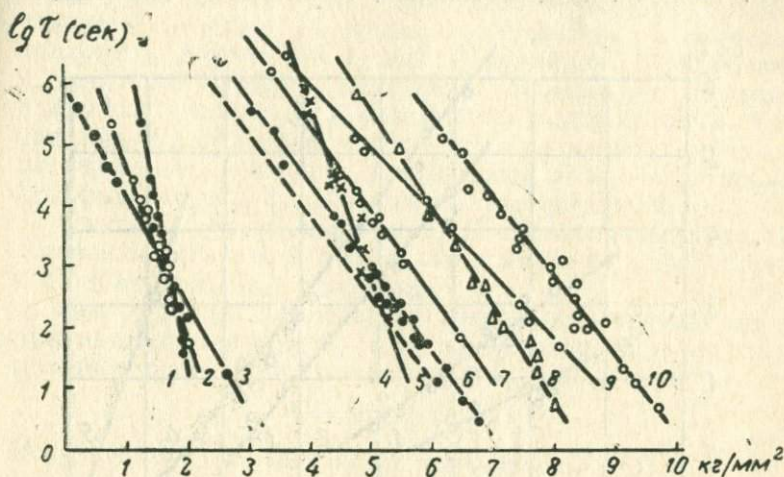


Рис. 1. Зависимость долговечности  $\tau$  от напряжения  $\sigma$  для различных материалов: 1 — резина  $S$ , 2 — поливинилхлорид, 3 — резина, 4 — алюминиевая фольга, 5 — органическое стекло, 6 — полистирол, 7 — целлюфан, 8 — целлюлоид, 9 — ацетилцеллюлоза, 10 — нитроцеллюлоза [2]

Маргетрайд [9] временную зависимость прочности стекла объяснял, исходя из двухфазного строения стекла, течением материала в областях с меньшей вязкостью и большей пластичностью. Неодинаковое течение в разных участках приводит к перераспределению напряжений, в результате которых на участках с большей упругостью напряжения достигнут разрушающих.

Долговечность, т. е. время  $\tau$  от момента приложения нагрузки до разрыва образцов из разных материалов при однородной растягивающей нагрузке и постоянном механическом напряжении, зависит от величины напряжения  $\sigma$  по уравнению

$$\tau = Ae^{-\alpha\sigma}. \quad (1)$$

С уменьшением напряжения  $\sigma$  долговечность  $\tau$  быстро возрастает. Для различных материалов наблюдалось изменение  $\tau$  на 5—6 порядков, от нескольких секунд до 10—15 суток (рис. 1). В формуле (1) величины  $A$  и  $\alpha$  — постоянные

коэффициенты, определяющие временную зависимость прочности материалов.

Линейная зависимость  $\ln t$  от  $\exp(-\sigma)$  для диэлектриков наблюдается в широком интервале температур (рис. 2).

С понижением температуры коэффициенты  $A$  и  $\alpha$  закономерно увеличиваются. При низких температурах эта зависимость является весьма сильной. Небольшому изменению  $\sigma$

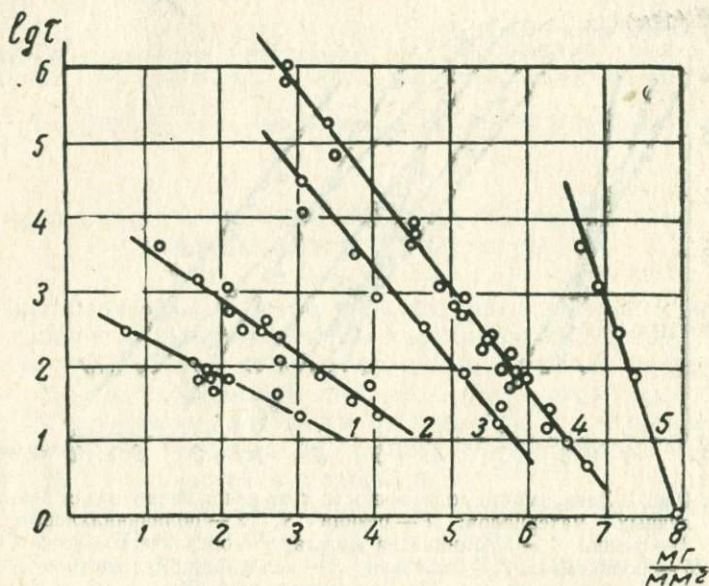


Рис. 2. Зависимость долговечности  $\tau$  полистирола от напряжения  $\sigma$  при разных температурах: 1—95°C, 2—70°C, 3—45°C, 4—20°C, 5—194°C [12]

соответствует большое изменение  $\tau$ . Для полистирола это наблюдается в области ниже температуры жидкого азота — 194°C, для нитроцеллюлозы — при температуре твердой углекислоты, а для металлов — при комнатной и более высоких температурах.

Прямые  $\ln t = f(\sigma)$ , соответствующие разным температурам, имеют разные угловые коэффициенты. Поэтому они пересекаются в одной точке  $M$ . Для полистирола точка пересечения соответствует:  $\tau = 0,005$  сек и  $\sigma = 8,8$  кг/мм<sup>2</sup>, для целлулоида  $\tau = 10^{-4}$  сек и  $\sigma = 11$  кг/мм<sup>2</sup>. Следовательно, при этих условиях прочность остается постоянной независимо от температуры опыта [10].

От точки пересечения в сторону малых времен разрыва расходятся пунктирные линии с обратной температурной зависимостью долговечности [11]. В области более коротких

времен разрыва наблюдается отступление от линейной зависимости  $\ln t = f(\sigma)$ , особенно для материалов кристаллического строения, например, кристаллизующихся резин [12].

Ионным кристаллам так же, как и металлам, свойственна ползучесть, которая проявляется в зависимости пластической деформации материала при постоянном напряжении от времени действия нагрузки. Она характеризуется скоростью ползучести в начальной стадии и состоянием установившейся ползучести в конечной общей деформации. Наклон кривой в начальной стадии ползучести объясняется движением отдельных дислокаций и описывается математически. Конечная общая деформация определяется величиной коэффициента внутреннего трения  $\eta$ , пластической деформации сдвига  $\gamma$ , коэффициентом деформационного упрочнения  $H$ .

Опыты С. Н. Журкова и Т. П. Санфировой и др. [13] позволили установить общие закономерности для ползучести и долговечности под нагрузкой.

При заданной температуре зависимость времени до разрушения (долговечности)  $\tau$  от напряжения выражается (1), а зависимость скорости ползучести  $V$  от напряжения:

$$V = A_1 \exp(a_1 \sigma). \quad (2)$$

Величины  $A_1$  и  $a_1$  зависят от температуры [13]

$$\tau = \tau_0 \exp\left(\frac{\Delta Q_m - \gamma \sigma}{kT}\right)$$

$$V = V_0 \exp(-\Delta Q_p - \gamma_1 \sigma) kT, \quad (3)$$

где  $\Delta Q_m$  и  $\Delta Q_p$  — энергия активации процессов квазивязкого течения разрушения,

$\gamma$  и  $\gamma_1$  — величины, определяющие изменение потенциальных барьеров за счет напряжения. Из равенства  $\Delta Q_p = \Delta Q_m$ , установленного экспериментально, сделан вывод о связи пластической деформации и разрушения.

С увеличением напряжения и повышением температуры уменьшается долговечность  $\tau$  и растет скорость ползучести  $V$ .

Для поликристаллического образца  $\text{AgCl}$ , отожженного при  $300^\circ\text{C}$ , из зависимости долговечности от напряжения, измеренной в интервале  $18-200^\circ\text{C}$ , определено  $\tau_0 = 10^{-12}$  сек что по порядку величины соответствует периоду колебаний атомов в кристаллической решетке, а начальная энергия активации процесса  $\Delta Q_m = 31$  ккал/моль близка к теплоте образования  $\text{AgCl}$  из твердого серебра и газообразного хлора  $30,3$  ккал/моль.

Величина  $\Delta Q_m$  сохраняется постоянной как для образцов, отожженных при разных температурах, так и измеренная сразу после их прокатки.

В. Л. Инденбом полагает, что величину  $\Delta Q_m$  следует сопоставлять с энергией междоузельных ионов, появляющихся при пересечении дислокаций. Это предположение хорошо оправдывается для металлов, имеющих гранцентрированную решетку.

Г. М. Бертенев предложил флуктуационную теорию прочности хрупких тел, находящихся в неактивной среде [14]. Согласно этой теории, разрушение твердых тел происходит путем последовательного разрыва связей впереди растущей трещины под действием тепловых флуктуаций и растягивающего напряжения. Временная зависимость в интервале  $10^{-3} - 10^8$  сек в неактивной среде выражается формулой

$$\tau = \frac{C \cdot \Phi \cdot T}{\lambda \cdot V_0 \gamma \cdot \sigma} e^{(\Delta Q_p - \gamma \sigma) / \kappa T} = A \exp [(\Delta Q_p^\circ - \gamma \sigma) / \kappa T], \quad (4)$$

где  $\tau$  — долговечность при напряжении  $\sigma$ , температуре  $T$ ,  $\Phi$  — множитель, зависящий от формы образца, равный для образцов-полосок их ширине  $l$ , а для круглых стержней  $hR$ ,  $C = 10^{-21}$  эрг/град,

$\lambda$  — расстояние, на которое подрастают микроучастки  $\lambda_n$  фронта трещин при каждой флуктуации, приводящей к разрыву,

$\nu_0$  — частота тепловых колебаний,

$\Delta Q_p^\circ$  — нулевая энергия активации процесса разрушения,

$\gamma = \omega \delta$ ,

где  $\delta$  — коэффициент концентрации напряжений в вершине трещины

$\omega$  — объем флуктуации,

$\gamma = 10^{-18} - 10^{-19}$  мм<sup>3</sup>,  $A = 10^{-12} - 10^{-13}$  сек,

при  $\sigma$  и  $T$ , не очень близких к нулю.

Для определения начальной скорости роста трещин  $V_0$  имеем [14]

$$V_0 = \frac{\Phi \kappa T}{\gamma \cdot \sigma \cdot \tau}. \quad (5)$$

При разрушении твердого тела в поверхностноактивной среде действует тот же флуктуационный процесс с тем отличием, что молекулы среды, оказывая давление в вершинах трещин, вызывают перегруппировки атомов твердого тела и облегчают условия разрыва связей. В результате действия поверхностноактивных молекул среды межатомные связи в вершине трещины ослаблены растяжением, и нулевая энергия активации разрыва связей  $\Delta Q_p^\circ$  снижается тем больше, чем сильнее понижение свободной поверхностной энергии в активной среде.

Высокотемпературная ползучесть монокристаллов NaCl происходит вследствие различных физических процессов, каждый из которых имеет существенное значение при определенных температурах и напряжениях [15].

Ползучесть может быть следствием пластической деформации, когда удлинение образца сопровождается остаточными изменениями в структуре кристалла в виде полос скольжения и др. или следствием процесса диффузионно-вязкого самосогласованного преобразования формы блоков, окаймленных сеткой дислокационных границ.

Ползучесть может быть следствием переползания вакансий, обусловленного их диффузией от оси дислокации под влиянием градиента напряжений. В этом случае, так же как и при диффузионно-вязком течении, скорость удлинения в режиме установившейся ползучести определяется величиной коэффициента самодиффузии. Интенсивность перечисленных процессов определяется плотностью дислокаций, их взаимными расположением и подвижностью.

Нарастание деформации  $\epsilon$  со временем действия малой постоянной нагрузки в области предплавильных температур монокристаллов NaCl и KCl рассмотрено в [16].

Ползучесть при малых напряжениях  $\sigma$  будет свободной от пластического деформирования механизмом скольжения дислокаций. Это позволит определить элементарные процессы, сопутствующие диффузионно-вязкому преобразованию формы мозаичных блоков и процессу диффузионного переползания дислокаций.

Вязкое течение при высоких температурах характеризует-ся величиной эффективного коэффициента вязкости

$$\eta_0 = \frac{\sigma}{\dot{\epsilon}}, \quad (6)$$

где  $\sigma$  — напряжение и

$\dot{\epsilon}$  — скорость ползучести.

В работе показано, что механизм диффузионно-вязкого течения не определяет экспериментально наблюдаемое удлинение монокристаллов. Скорость удлинения, определяемая механизмом диффузионно-вязкого течения монокристаллов NaCl, на 5 порядков меньше экспериментально наблюдаемой. Кроме того, экспериментально показана сильная зависимость  $\eta$  от  $\sigma$ , тогда как при диффузионно-вязком течении вязкость не зависит от напряжения.

Экспериментальные результаты согласуются с выводами гипотезы, что наблюдаемое высокотемпературное деформирование является следствием переползания дислокаций. Ско-

рость ползучести  $\varepsilon$  при таком процессе зависит от напряжения  $\sigma$  по степенному закону

$$\varepsilon = \varphi \cdot \sigma^m, \quad (7)$$

где

$$\varphi = \frac{\alpha}{n^{1/2}} \exp\left(-\frac{\Delta Q}{kT}\right), \quad (8)$$

$m = 4,5$ ,  $\alpha = \text{const}$  — коэффициент,  $n$  — плотность источников дислокаций, которая не зависит от напряжения,  $\Delta Q$  — энергия активизации самодиффузии. Формула  $\varepsilon \approx \sigma_{4,5}$  получила удовлетворительное подтверждение в опытах, при  $\sigma = 5 - 10^6$  *дин/см<sup>2</sup>*. В области меньших напряжений, вероятно, также имеет место ползучесть, связанная с переползанием дислокаций, но коэффициент  $m$  зависит от величины приложенного напряжения.

Исследования Я. Е. Гегузина и В. Л. Рабец [15] привели их к заключению, что средний размер блоков в плоскости естественного скола образца уменьшается с увеличением нагрузки. Диспергирование блоков после приложения нагрузки происходит во времени по мере нарастания относительного удлинения образца. Скорость процесса диспергирования блоков уменьшается с возрастанием относительного удлинения образца и достигает установившегося значения. При больших относительных удлинениях устанавливается некоторый стабилизированный размер блоков.

Высокотемпературное диспергирование блоков при испытании на ползучесть сопровождается изменением характера распределения блоков по размерам. С увеличением степени относительной деформации число крупных блоков уменьшается и максимум в кривой распределения блоков по размерам смещается в область более мелких блоков.

Таким образом, в процессе высокотемпературной ползучести монокристаллов NaCl происходит диспергирование блоков, при этом скорость процесса диспергирования со временем изотермического опыта уменьшается. На далекой стадии процесса диспергирования стабилизируются блоки, средний размер которых оказывается тем меньше, чем более высокая нагрузка была приложена к образцу.

Длительность процесса разрыва  $\tau$  в общем случае определяется температурой  $T$ , величиной энергетического барьера  $\Delta Q_p - \gamma \cdot \sigma$ .

С увеличением напряжения энергетический барьер  $\Delta Q_p^0 - \gamma \sigma$  уменьшается (табл. 1).

Из табл. 1 видно, что энергия активации  $\Delta Q_p$  уменьшается с увеличением напряжения [15]. С повышением темпера-

туры время разрушения целлулоида и полистирола уменьшается (рис. 3).

Величина энергии активации процесса разрушения  $Q_p$  при  $\sigma = 0$  была сопоставлена с энергией сублимации, энергией активации для самодиффузии и энергией активации для установившегося процесса ползучести. Для Zn, Al, Ag и Pt величина энергии активации, определенная из температурно-временной зависимости прочности, удовлетворительно совпадает с величиной энергии сублимации этих металлов, которая определяется энергией связи атомов в кристаллической решетке.

Время разрыва при постоянной нагрузке образцов, изготовленных из одного куска материала, не является величиной

Таблица 1

$\Delta Q_p$  — энергия активации  
процесса разрушения материала

Материал	$\sigma$ кг/мм <sup>2</sup>	$\Delta Q_p$ ккал/моль
Полистирол	2	37
	4	26
	6	16
Целлулоид	2	51
	4	40
	6	30

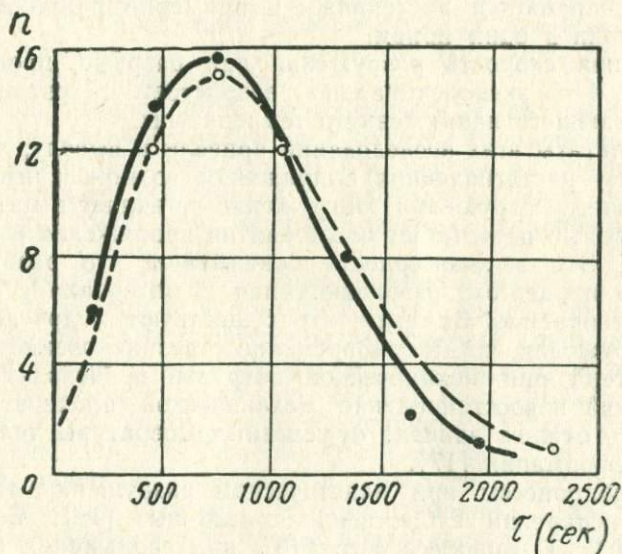


Рис. 3. Распределение значений долговечности для целлулоида при напряжении  $\sigma = 6,6$  кг/мм<sup>2</sup>, сплошная кривая — испытания в один прием, пунктирная кривая — испытания в два приема [10]

постоянной. На рис. 3 построен график распределения числа образцов, имеющих время разрыва в интервале  $\tau = \tau + \Delta\tau_1$

в зависимости от времени разрыва для целлулоида. Из графика следует, что наиболее вероятным временем разрыва для целлулоида при напряжении  $6,6 \text{ кг/мм}^2$  является 750 сек [10].

Другая партия образцов испытывалась в два приема. Время первого нагружения  $\tau_1$  бралось равным половине наименее вероятного значения долговечности, найденного в один прием. По истечении этого времени образец разгружался и несколько суток отдыхал при комнатной температуре. После отдыха образец нагружался и при том же напряжении выдерживался время  $\tau_2$  до разрыва. Общее время разрыва  $\tau_1 + \tau_2$  нанесено пунктирной линией на рис. 4. Кривые распределения числа образцов по долговечности после испытания в один и два приема получились одинаковыми.

Процесс разрушения, начавшийся в образце при действии растягивающих усилий, не восстанавливается при последующем отдыхе при повышенной температуре.

Измерение долговечности при заданных условиях, когда время до разрыва разбивается на несколько промежутков, между которыми образец разгружается и получает восстановительный отдых, показало, что общее время действия нагружения сохраняется постоянным и примерно равно времени разрушения в один прием.

Средняя скорость разрушения при разрыве, пропорциональная  $1/\tau$ , экспоненциально возрастает с увеличением растягивающего напряжения и температуры.

Результаты этих исследований привели к выводу, что под действием растягивающих напряжений возможен необратимый процесс разрушения. Нагружение оставляет в материале след, который не исчезает после снятия напряжения и отдыха образца. Эти закономерности показывают, что разрушение является процессом, развивающимся в материале с определенной скоростью. Заметим, что существуют и другие условия разрушения, когда одновременно с возникновением нарушений тела при механической нагрузке происходит отжиг нарушений и восстановление механической прочности тела. Скорость отжига зависит от условий температуры тела, скорости деформации [17].

Микропроцессы при пластическом разрушении твердого тела и испарении существенно различны [18]. Согласно гипотезе С. Т. Конобеевского [19], при скольжении по кристаллической плоскости в кристалле требуется лишь разрыв междуатомных связей дальнего порядка, как это имеет место при плавлении. Ближний порядок при скольжении сохраняется ненарушенным. При испарении же чистых металлов наступает разрыв ближних междуатомных связей. Поэтому К. А. Осипов [18] считает, что не следует ожидать закономерной простой связи между энергией сублимации и различными

механическими свойствами металлов как при низких, так и при высоких температурах.

По Н. Мотту [20], при возможном смещении двух плотно упакованных атомных плоскостей в металле, находящихся в контакте и имеющих одинаковую ориентировку, энергия активации процесса смещения, отнесенная к одному атому, значительно меньше энергии сублимации и в случае сдвига при температуре абсолютного нуля имеет величину порядка теплоты плавления.

На связь между сублимацией и теплотой активации самодиффузии в твердых металлах указывалось многими авторами [18, 21].

Для металлов с кубической гранцентрированной решеткой теплота активации самодиффузии составляет приблизительно 65% от значения теплоты сублимации, а для металлов с кубической объемно-центрированной решеткой — около 87%.

К. А. Осипов [22] показал, что удовлетворительная корреляция получается при сопоставлении теплоты активации в твердых металлах с изменением теплосодержания.

А. А. Жуховицкий, М. Е. Яницкая и С. З. Бокштейн [23] установили, что в сплавах серебра с медью отсутствует постоянное соотношение между теплотой активации самодиффузии и теплотой испарения.

Расчетная зависимость долговечности  $\tau$  под нагрузкой у чистых металлов от величины критического растягивающего напряжения  $\sigma$  и температуры  $T^\circ\text{K}$ , исходя из диффузионного прорастания имеющихся в теле зародышевых трещин, может быть вычислена из рассмотрения разрушения как диффузионного процесса.

В опытах [24] на металлокерамических образцах, спрессованных из порошков чистых металлов и смесей металлических порошков, из температурной зависимости коэффициента самодиффузии найдены значения энергии активации процесса, приводящего к разрушению, как это получено в работах [3, 4, 12]. Такое расхождение объясняют [25] тем, что расчет величины  $\Delta Q_p$  по экспериментальной формуле (3) привел к ошибочной величине  $\Delta Q_p$ , близкой к величине теплоты сублимации (скрытой теплоты испарения), так как не учитывалась зависимость предэкспоненциального множителя от  $\sigma$  и  $T$ .

Б. Я. Пинес и А. Ф. Сиренко [25] считают, что для чистых металлов имеется хорошее согласие расчетных и экспериментальных данных, подтверждающее диффузионный механизм разрушения под нагрузкой и опровергающее заключение, что энергия активации процесса разрушения совпадает с величиной энергий сублимации [18—25].

Если  $\Delta Q_p$  определить как энергию активации, то этим самым принимаем [10] предложение об осуществлении процесса с помощью тепловых флуктуаций, т. е. того же механизма, с помощью которого осуществляется диффузия. Экспериментальные данные о долговечности под нагрузкой у металла Sn, Pb, Cu, Al, Pt, Ag при комнатной и более высоких температурах описываются формулой, вытекающей из представлений о диффузионном прорастании зародышевых трещин у растянутого образца.

Энергия активации процесса разрушения для Sn, Pb, Cu, Al, Pt, Ag удовлетворительно совпадает с энергией активации самодиффузии.

Зависимость долговечности от величины приложенного напряжения может быть объяснена, если учесть явление самодиффузии (Б. Я. Пинес), межмолекулярного взаимодействия (С. Н. Журков), плавления и вязкого течения на границах кристаллов (Н. Я. Дехтер и К. А. Осипов), дислокационные (В. Л. Инденбом) и флуктуационные механизмы (Г. М. Бартенев).

Разнообразие подходов и объяснений явления формирования и разрушения твердых тел показывает, что этот вопрос еще находится в состоянии разработки.

П. Я. Дехтер и К. А. Осипов [26] предложили теоретический расчет времени до разрыва образца  $\tau_p$ , исходя из следующих общих рассуждений. Разрушение металла при ползучести представляет собой непрерывно развивающийся во времени процесс, связанный с нарастающим нарушением кристаллической структуры в определенной зоне, названной ими зоной разрушения. Разрушение структуры начинается с момента приложения напряжения, но наиболее существенно проявляется лишь в стадии деформации, предшествующей разрушению, когда появляются поры, межкристаллические трещины. Последние развиваются с течением времени под действием температуры и напряжения. Наиболее вероятной зоной разрушения при высоких температурах являются границы между кристаллами. Эти границы обладают вязкими свойствами. Коэффициент вязкости для границ, экстраполированный к температуре плавления, имеет тот же порядок величины, как и для расплавленного металла. В связи с этим авторы предположили, что в момент, предшествующий макроскопическому разрушению металла, физическое состояние зоны разрушения подобно жидкому состоянию, когда степень ближнего порядка в зоне разрушения приближается к степени порядка при плавлении.

Основные допущения теории следующие:

1. Зона разрушения является областью, в которой кристаллическая решетка быстрее всего теряет свою устойчи-

вость, приближаясь по своему состоянию к жидкой фазе при температуре плавления.

2. Разрушение металла связано с возникновением в зоне разрушения некоторого критического числа зародышей жидкой фазы — вакансий.

3. Для разрушения металла в некоторой области достаточно довести эту область до состояния, аналогичного состоянию плавления.

Время  $\tau$  до разрыва образца при действии больших напряжений  $\sigma$  вычисляется по формуле:

$$\tau = \frac{1}{C} \exp \left[ \frac{nL}{\kappa} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_s} \right) \cdot \left\{ \exp \left[ \frac{E_V}{\kappa} \left( \frac{1}{T} - \frac{1}{T_s} \right) \right] - s1 \right\} \exp \left( - \frac{\omega V_a}{2\kappa T} \right) \right], \quad (11)$$

где  $C$  — постоянная,

$\kappa$  — постоянная Больцмана,

$T$  — температура опыта,

$T_s$  — температура плавления,

$n$  — число атомов в очаге локального плавления,

$L$  — теплота плавления,

$E_V$  — энергия образования вакансии,

$\omega$  — коэффициент концентрации напряжений в зоне разрушения,

$V_a$  — объем, приходящийся на атом.

На рис. 4 показана температурная зависимость долговечности металлов  $t_p$  при постоянном напряжении. Вблизи  $T = 0,8 T_s$  зависимость резко отклоняется от прямолинейной. Напряжение  $\sigma$  и температура  $T$ , действующие при деформации тела, входят в уравнение скорости ползучести в виде  $\sigma/T$ , поэтому  $\sigma/T$  влияет на величину энергии активации пластического течения  $\Delta Q_m$ .

Повышение температуры и увеличение времени действия напряжения являются взаимокомпенсирующими факторами пластического деформирования твердых тел.

Математическое выражение эта взаимозависимость получила в результате исследования вязкого скольжения по границам зерен в металлах, ползучести и активности растяжения алюминия и его твердых растворов [17].

С понижением температуры наблюдается возрастание истинного сопротивления алюминия разрыву.

В области 20—78°K и ниже 20°K температурная зависимость истинной прочности  $S_k$  на разрыв описывается

$$\frac{1}{S_k} = A e^{-\frac{B}{T}}, \quad (13)$$

где  $A$  и  $B$  — постоянные, разные по величине для разных областей температур.

В области низких температур влияние температуры на прочность алюминия слабее, чем в области высоких. У технического чистого алюминия (99,3%) даже при 1,6°K перед разрывом наблюдалась пластическая деформация. Деформация в некоторых случаях превышала удлинение, наблюдаемое при 300°K. Время разрыва составляло около 14 минут.

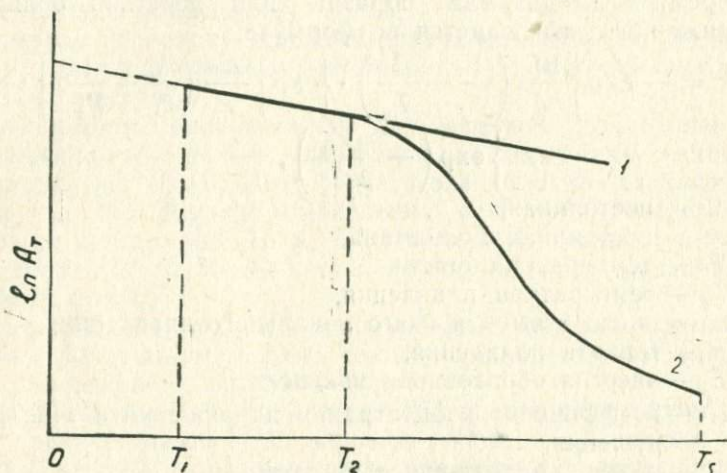


Рис. 4. Температурная зависимость механических свойств металлов в полулогарифмических координатах: 1 — монокристалл, 2 — поликристалл [10]

Теоретическая величина прочности  $800 \text{ кг/мм}^2$  может быть достигнута при температуре около  $0,3^\circ\text{K}$ .

Прочность толстых алюминиевых образцов при низких температурах практически равна прочности нитевидных кристаллов — «усов» [27].

Температурная зависимость механических свойств  $A_T$  для  $T < 0,5 T_s$  (где  $T_s$  — температура плавления тела) определяется уравнением Ито — Шишюкина [17]:

$$A_T = A_0 \exp\left(\frac{\Delta Q}{RT}\right), \quad (14)$$

где  $A_T$  — величина механической характеристики при  $T^\circ\text{K}$ ,  $A_0$  — величина характеристики при  $T = 0^\circ\text{K}$ .

В области температур ниже комнатной для чистых металлов имеется мало данных, поэтому гипотетическая зависимость представлена пунктиром, экспериментально такая зависимость наблюдалась для нормальной упругости до  $88^\circ\text{K}$ .

В области  $T_1 - T_2$  (рис. 4) линейная зависимость наблюдалась для механических свойств многих металлов, сплавов.

Для интервала  $T_2 - T_s$  (рис. 4) имеются данные для температурного изменения логарифма твердости модуля упругости, предела прочности. Для поликристаллических материалов в точке  $T_2$  наблюдается перегиб прямой и более быстрое уменьшение свойств, чем это следовало бы согласно экспоненциальной зависимости. Предполагается, что быстрый спад кривой «свойство — температура» определяется вязким поведением граничных поверхностей кристаллитов.

Множитель  $\frac{\Delta Q}{RT}$  рассматривают как изменение той доли атомов в кристаллической решетке, которая участвует в элементарном акте физического процесса, приводящего к изменению величины  $A_T$  с температурой. Из экспериментальных данных следует, что величина  $\Delta Q$  медленно растет с температурой в области низких температур; в области высоких температур эта величина растет более быстро [18]. Возрастание  $\Delta Q$  показывает, что с повышением температуры растет также размер одновременно активируемой группы атомов, участвующих в элементарном акте рассматриваемого физического процесса, приводящего к изменению величины  $A_T$  с изменением температуры.

Для полиметакрилата отклонение от линейной зависимости  $\ln t = f(\sigma)$  наблюдается при испытании на разрыв в масле и парах вакуумной замазки, и линейная зависимость наблюдается в вакууме [28].

Коэффициенты  $A$  и  $\alpha$  растут с понижением температуры, достигая при некоторой  $T$  больших значений. В этом случае даже малое изменение напряжения  $\sigma$  меняет время разрыва  $\tau_p$  на много порядков. При ограниченной длительности эксперимента предел возможных значений  $\sigma$  становится узким и соизмеримым с разбросом величин прочности. Небольшое уменьшение напряжения ниже некоторого  $\sigma_{кр}$  делает время разрыва  $\tau_p$  весьма большим и неизмеримым в пределах данного эксперимента. Наоборот, даже малый прирост напряжения  $\Delta\sigma$  выше  $\sigma_{кр}$  приводит к малым временам разрыва  $\tau_p$ . Эту величину  $\sigma_{кр}$ , вблизи которой получается резкое увеличение времени разрыва, если  $\sigma_{кр} - \Delta\sigma$ , или резкое уменьшение, если  $\sigma_{кр} + \Delta\sigma$ , можно определить как прочность на разрыв в данных условиях.

С. Н. Журков [2] считает, что основной характеристикой прочности является время разрыва в напряженном состоянии и зависимость долговечности от условий опыта.

Представление С. Н. Журкова, что разрыв материала есть кинетический процесс, возможный при малом действующем

Щем напряжении, противоречит температурно-временной зависимости прочности, из которой следует, что при любой температуре имеется какое-то разрывающее напряжение, а экстраполяция на нуль напряжения не имеет смысла.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Г. М. Бартнев. ЖТФ, 21, 379 (1951).
2. С. Н. Журков. Доклад Международной конференции по механическим свойствам неметаллов. Ленинград, июль, 1958.
3. С. Н. Журков. Вестник АН СССР, 11, 79 (1957).
4. С. Н. Журков. Вестник АН СССР, 11, 78 (1957).
5. А. П. Александров, С. Н. Журков. Явление хрупкого разрыва. ГТИ, М., 1933.
6. Т. А. Конторова. ЖТФ, 15, 436 (1945).
7. Т. А. Конторова. ЖТФ, 10, 886 (1940).
8. E. Ogawa. Nature, 254, 341 (1944).
9. J. Murgatroyd. Nature, 154, 51 (1944).
10. С. Н. Журков, Б. Н. Нурзаллаев. ЖТФ, 23, 1677 (1953).
11. К. К. Сончик. Диссертация. Томск, ТПИ, 1958.
12. С. Н. Журков, Т. П. Санфиорова. ДАН СССР, 101, 237 (1955).
13. С. Н. Журков, Б. Я. Левина, Т. П. Санфиорова. ФТТ, 2, 1040 (1960).
14. Г. М. Бартнев. Изв. АН СССР, ОТН, 9, 53 (1955).
15. Я. Е. Гегузин, В. Л. Рабец. ДАН СССР, 149, 818 (1963).
16. Я. Е. Гегузин, В. Л. Рабец, А. А. Чернышев. ФТТ, 5, 1900 (1963).
17. В. Д. Кузнецов. Физика твердого тела. Т. II, Томск, изд. «Красное Знамя», 1941.
18. К. А. Осипов. Вопросы теории жаропрочности металлов и сплавов. Изд. АН СССР, М., 1960.
19. С. Т. Конобеевский. Вестник АН СССР, 7, 15 (1955).
20. N. E. Mott. Proc. Phys. Soc., 60, 4, 340, 391 (1948).
21. И. Я. Дехтяр. Сб. «Вопросы физики металлов и металловедения», Киев, Изд. АН УССР, 2, 1950.
22. К. А. Осипов. Исследования по жаропрочным сплавам. М., Изд. АН СССР (1956).
23. А. А. Жуковский, М. Е. Яницкий, С. З. Бокштейн. ДАН СССР, 112, 720 (1957).
24. Б. Я. Пинес, А. Ф. Сиренко. ФТТ, 1, 275 (1959).
25. Б. Я. Пинес, А. Ф. Сиренко. ФТТ, 2, 1043 (1960).
26. И. Я. Дехтяр, К. А. Осипов. ДАН СССР, 104, 229 (1955).
27. С. Н. Журков и др. ФТТ, 2, 1066 (1960).
28. В. Д. Кузнецов, Г. Д. Полосаткин, М. П. Кашникова. ФММ, 10, 425 (1960).

#### § 5. ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ СВОЙСТВА КРИСТАЛЛОВ ПРИ БОЛЬШОЙ СКОРОСТИ НАГРУЖЕНИЯ

Измеряемые пластические свойства кристаллов зависят от скорости нагружения. При малой скорости нагружения (статической нагрузке) материалы обнаруживают пластиче-

ские свойства. При большой скорости нарастания силы (динамической нагрузке) даже струя жидкости разрывается как хрупкое тело. В связи с широким практическим применением динамического режима работы материалов и импульсного разрушения твердых тел проводятся исследования ударного сжатия и разрушения кристаллов.

При отражении ударной волны сжатия от свободной поверхности происходят разрывы материала за счет отраженной волны разряжения.

Различные результаты, которые получались разными авторами, исследовавшими эту проблему, объясняются условиями опытов, когда затухания существенно изменяют параметры импульса. Вследствие различных скоростей разных участков ударной волны последняя деформируется по мере распространения в теле зоны растягивающих напряжений. При импульсном нагружении железа или алюминия от удара пули зависимости напряжения разрушения от температуры не наблюдалось. Отсюда сделан вывод, что плавление и испарение не являются причиной разрушения тел при импульсных их нагружении.

Отсутствие заметного влияния на разрушение границ зерен и частиц второй фазы в алюминии позволило сделать вывод, что дефекты, определяющие разрушение, либо возникают при кристаллизации, либо образуются во время ударного сжатия или растяжения [1].

При разрушении твердого тела от вершины трещины распространяется фронт ударной волны (ФУВ), способный вызвать различные изменения вещества и его характеристик.

Исследование динамического сжатия и растяжения кристаллов при прохождении ФУВ представляет интерес для описания разрушения твердого тела [2].

В табл. 1 приводятся экспериментальные данные по исследованию распространения ФУВ, сжимаемости для щелочногалогенидных кристаллов. В табл. 1 степень пористости

$m = \rho/\rho_{00}$ , где  $\rho_0$  — нормальная плотность монокристалла, а

$\rho_{00}$  — плотность образца, прессованного из порошка,

$D$  — скорость волны относительно вещества,

$U$  — скорость вещества за фронтом волны (массовая скорость),

$P$  — давление на фронте волны,

$\sigma_c = \rho/\rho_0$  — сжатие, где  $\rho_0$  — начальная и  $\rho$  — конечная плотности кристалла.

В опытах по ударному сжатию кристаллов LiF, NaCl, KCl, KBr, CsBr максимальные давления достигали 5 Мбар. При таком давлении сохранилась та же закономерность, что и в области меньших давлений, т. е. наибольшей сжимаемостью обладал кристалл с меньшей энергией решетки.

Таблица 1 по [2]

Вещество	$t$	$D$ , км/сек	$V$ , км/сек	$P$ , Мбар	$\sigma_c$	Материал экрана	$V$ в экране, км/сек																							
1	2	3	4	5	6	7	8																							
LiF	1 1,55 2,08 3,00 4,68	$\left\{ \begin{array}{l} 8,94 \pm 0,06 \\ 11,40 \pm 0,18 \\ 11,75 \pm 0,24 \\ 13,10 \pm 0,25 \\ 18,30 \pm 0,26 \\ 11,70 \pm 0,25 \\ 4,52 \pm 0,02 \\ 11,12 \pm 0,25 \\ 10,57 \pm 0,23 \\ 10,21 \pm 0,21 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2,87 \\ 4,84 \\ 5,17 \\ 6,11 \\ 10,01 \\ 6,19 \\ 2,40 \\ 6,59 \\ 7,03 \\ 7,44 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,68 \\ 1,46 \\ 1,61 \\ 2,12 \\ 4,85 \\ 1,239 \\ 0,138 \\ 0,935 \\ 0,655 \\ 0,430 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,47 \\ 1,74 \\ 1,79 \\ 1,87 \\ 2,21 \\ 1,37 \\ 1,025 \\ 1,18 \\ 0,994 \\ 0,789 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} Al \\ Fe \\ " \\ Al \\ " \\ Fe \\ Al \\ Fe \\ " \\ " \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2,82 \\ 3,60 \\ 3,85 \\ 6,03 \\ 9,95 \\ 4,13 \\ 1,60 \\ 4,13 \\ 4,13 \\ 4,13 \end{array} \right.$																							
								NaCl	1 1,514	$\left\{ \begin{array}{l} 6,27 \pm 0,03 \\ 10,39 \pm 0,17 \\ 10,75 \pm 0,24 \\ 11,61 \pm 0,14 \\ 12,14 \pm 0,17 \\ 11,84 \pm 0,16 \\ 12,96 \pm 0,21 \\ 16,84 \pm 0,26 \\ 4,95 \pm 0,03 \\ 7,27 \pm 0,08 \\ 8,52 \pm 0,08 \\ 9,06 \pm 0,19 \\ 9,93 \pm 0,11 \\ 10,19 \pm 0,17 \\ 10,47 \pm 0,12 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2,04 \\ 5,19 \\ 5,55 \\ 5,95 \\ 6,52 \\ 6,80 \\ 7,83 \\ 11,05 \\ 2,29 \\ 3,81 \\ 4,66 \\ 4,97 \\ 5,66 \\ 6,00 \\ 6,11 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,276 \\ 1,17 \\ 1,29 \\ 1,49 \\ 1,71 \\ 1,74 \\ 2,20 \\ 4,03 \\ 0,162 \\ 0,397 \\ 0,568 \\ 0,645 \\ 0,804 \\ 0,874 \\ 0,915 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,48 \\ 2,00 \\ 2,07 \\ 2,05 \\ 2,16 \\ 2,35 \\ 2,53 \\ 2,91 \\ 1,228 \\ 1,388 \\ 1,459 \\ 1,465 \\ 1,535 \\ 1,600 \\ 1,586 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} Al \\ Fe \\ " \\ " \\ " \\ Al \\ Fe \\ Al \\ Al \\ Fe \\ Al \\ Al \\ " \\ " \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,72 \\ 3,60 \\ 3,85 \\ 4,16 \\ 4,56 \\ 6,03 \\ 5,44 \\ 9,95 \\ 1,60 \\ 2,37 \\ 3,54 \\ 3,15 \\ 3,60 \\ 4,65 \\ 4,76 \end{array} \right.$															
																2,185	$\left\{ \begin{array}{l} 4,45 \pm 0,03 \\ 6,68 \pm 0,05 \\ 8,33 \pm 0,09 \\ 8,54 \pm 0,10 \\ 9,54 \pm 0,12 \\ 10,08 \pm 0,16 \\ 10,49 \pm 0,09 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2,53 \\ 4,06 \\ 5,12 \\ 5,30 \\ 6,02 \\ 6,60 \\ 6,70 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,112 \\ 0,238 \\ 0,424 \\ 0,449 \\ 0,570 \\ 0,659 \\ 0,695 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,061 \\ 1,167 \\ 1,188 \\ 1,206 \\ 1,239 \\ 1,324 \\ 1,265 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} Al \\ Fe \\ Al \\ Fe \\ " \\ Al \\ " \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,60 \\ 2,37 \\ 3,54 \\ 3,15 \\ 3,60 \\ 4,65 \\ 4,76 \end{array} \right.$								
																							KCl	1	$\left\{ \begin{array}{l} 5,62 \pm 0,05 \\ 9,76 \pm 0,12 \\ 9,95 \pm 0,17 \\ 10,67 \pm 0,13 \\ 10,93 \pm 0,12 \\ 11,43 \pm 0,15 \\ 11,29 \pm 0,13 \\ 12,33 \pm 0,19 \\ 16,53 \pm 0,14 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2,17 \\ 5,35 \\ 5,74 \\ 6,16 \\ 6,10 \\ 6,71 \\ 7,10 \\ 8,02 \\ 11,33 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,24 \\ 1,04 \\ 1,14 \\ 1,31 \\ 1,33 \\ 1,53 \\ 1,60 \\ 2,02 \\ 3,79 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,63 \\ 2,21 \\ 2,36 \\ 2,37 \\ 2,26 \\ 2,42 \\ 2,69 \\ 2,73 \\ 3,14 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} Al \\ Fe \\ " \\ " \\ " \\ " \\ Al \\ Fe \\ Al \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,72 \\ 3,60 \\ 3,85 \\ 4,16 \\ 4,13 \\ 4,56 \\ 6,03 \\ 5,44 \\ 9,95 \end{array} \right.$

1	2	3	4	5	6	7	8			
	1,41	$\left\{ \begin{array}{l} 4,89 \pm 0,02 \\ 10,34 \pm 0,20 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2,3 \\ 6,5 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,158 \\ 0,958 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,340 \\ 1,940 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} Al \\ Fe \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,60 \\ 4,13 \end{array} \right.$			
	2,51	$\left\{ \begin{array}{l} 4,23 \pm 0,03 \\ 9,95 \pm 0,14 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2,6 \\ 7,19 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,089 \\ 0,566 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,072 \\ 1,439 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} Al \\ Fe \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,60 \\ 4,13 \end{array} \right.$			
KBr	1	$\left\{ \begin{array}{l} 4,95 \pm 0,05 \\ 8,93 \pm 0,12 \\ 9,65 \pm 0,10 \\ 10,43 \pm 0,24 \\ 10,33 \pm 0,18 \\ 12,92 \pm 0,17 \\ 15,01 \pm 0,20 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2,03 \\ 5,09 \\ 5,83 \\ 6,39 \\ 6,57 \\ 8,80 \\ 10,60 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,276 \\ 1,25 \\ 1,55 \\ 1,83 \\ 1,87 \\ 3,13 \\ 4,38 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,70 \\ 2,33 \\ 2,53 \\ 2,53 \\ 2,75 \\ 3,12 \\ 3,40 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} Al \\ Fe \\ " \\ " \\ Al \\ Fe \\ Al \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,73 \\ 3,6 \\ 4,13 \\ 4,55 \\ 6,03 \\ 6,33 \\ 9,95 \end{array} \right.$			
		CsBr	1	$\left\{ \begin{array}{l} 3,17 \pm 0,01 \\ 4,52 \pm 0,03 \\ 5,92 \pm 0,04 \\ 8,17 \pm 0,11 \\ 9,33 \pm 0,16 \\ 13,19 \pm 0,16 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,75 \\ 1,73 \\ 2,75 \\ 4,60 \\ 5,69 \\ 9,29 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,11 \\ 0,347 \\ 0,72 \\ 1,67 \\ 2,36 \\ 5,45 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,31 \\ 1,62 \\ 1,87 \\ 2,29 \\ 2,56 \\ 3,38 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} Al \\ " \\ " \\ Fe \\ Al \\ " \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,69 \\ 1,70 \\ 2,82 \\ 3,60 \\ 6,03 \\ 9,95 \end{array} \right.$	
				1,51	$\left\{ \begin{array}{l} 3,90 \pm 0,02 \\ 8,79 \pm 0,14 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,9 \\ 5,8 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,288 \\ 1,519 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,352 \\ 1,985 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} Al \\ Fe \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,6 \\ 4,13 \end{array} \right.$
					2,20	$\left\{ \begin{array}{l} 3,71 \pm 0,02 \\ 8,77 \pm 0,11 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2,25 \\ 6,33 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 0,169 \\ 1,122 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 1,153 \\ 1,631 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} Al \\ Fe \end{array} \right.$

С увеличением давления растет степень сжатия тела  $\sigma_c$ . При максимально достигнутом давлении 4,5 Мбара кристалл KBr был сжат в 3,4 раза.

С увеличением давления растет скорость распространения волны относительно вещества  $D$  и скорость движения вещества за фронтом упругой волны  $U$  (массовая скорость).

Скорость распространения волны  $D$ , взятая при одинаковых давлениях или при одинаковой степени сжатия, оказывается больше в кристаллах с большей энергией решетки (LiF).

Массовая скорость при одинаковых давлениях и сжатии оказывается приблизительно одинакова для кристаллов различного химического состава.

Кристаллы LiF обладают максимальной удельной теплоемкостью, которая уменьшается с уменьшением энергии решетки [2].

При импульсной нагрузке время разрушения образца  $\tau_{разр}$  принимается равным времени его пребывания под нагрузкой (экспозицией). Экспериментально установлено, что с уменьшением экспозиции растет импульсная прочность при

электрическом, механическом и термическом разрушении образца. Эта закономерность, вероятно, является следствием затраты на разрушение тела постоянной величины энергии, которая для ионных структур определяется значением энергии решетки.

Знание скорости развития процессов разрушения твердого тела представляет научный интерес и необходимо для практики проектирования. Эти сведения получают из определения изменения скорости или времени разрушения в зависимости от величины действующей нагрузки. Для теории твердого тела существенно установить связь между видом временной зависимости прочности и микропроцессами в твердом теле, приводящими к его разрушению.

Общность описания процессов разрушения при импульсной нагрузке будет видна при энергетическом рассмотрении проблемы. В этом случае можно выделить следующие стадии разрушения: формирование разрушения вследствие накопления нарушений решетки, его протекание, завершение разрушения.

Формирование разрушения происходит на возрастающей части импульса нагрузки. В процессе динамического разрушения скорость подвода энергии равняется или превышает скорость ее поглощения. Если разрушение начинается на переднем фронте импульса, то оно происходит в условиях, когда подводимая мощность превышает потребляемую мощность. Во второй стадии разрушение может протекать таким же образом в условиях, когда подводимая мощность равняется расходуемой. В таком случае разрушение происходит при неизменной величине разрушающего фактора. Если потребляемая мощность превышает подводимую, тогда разрушение протекает при уменьшающейся величине амплитуды.

В завершающейся стадии расходуется много энергии, поэтому разрушение происходит в условиях, когда потребляемая мощность превышает подводимую и разрушение происходит при быстро уменьшающейся амплитуде.

Для разрушения тела необходимо затратить определенную величину энергии, равную произведению экспозиции  $\tau$  на мощность  $N$ , выделяемую в разрушаемом объеме. С уменьшением экспозиции должна возрастать мощность  $N$ . Так как мощность пропорциональна квадрату амплитуды разрушающего фактора  $A_{\text{раз}}^2$ , то, исходя из постоянной величины энергии, необходимой для разрушения и равной энергии решетки, получим

$$A_{\text{раз}}^2 \cdot \tau_{\text{раз}} \simeq \text{const.} \quad (1)$$

Откуда амплитуда разрушающего фактора

$$A_{\text{раз}} \simeq \tau_{\text{раз}}^{-0,5}. \quad (2)$$

Из приведенных соображений следует, что с уменьшением экспозиции величина амплитуды разрушающего фактора, а именно механического напряжения, температуры или напряженности электрического поля должны расти.

Увеличение прочности тел с уменьшением экспозиции при импульсном воздействии какого-либо из указанных выше факторов или их совокупности можно описать графически следующим образом. На рис. 1 представлена зависимость

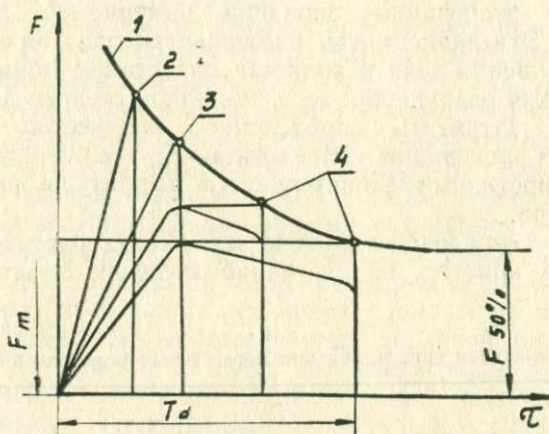


Рис. 1. Зависимость значения нагрузки от времени и построение зависимости разрушающей нагрузки от времени по [5]

рассматриваемого разрушающего фактора, например, механической нагрузки от времени в виде униполярных импульсов разной крутизны и длительности.

Построим зависимость между величиной максимальной нагрузки  $F_M$  и временем до разрушения образца  $F_M = f(\tau)$ . Статическая разрушающая нагрузка при рассматриваемых экспозициях принимается постоянной величиной  $F_{M50\%} = \text{const}$  и равной амплитуде импульсной нагрузки, при которой половина всех приложенных импульсов вызывает разрушение образца. При действии длинных импульсов с пологим фронтом разрушение произойдет на хвосте импульса. Амплитуда разрушающего фактора незначительно превысит статическое разрушение напряжения.

С увеличением крутизны импульса уменьшается экспозиция, растет напряжение, при котором разрушается образец. Точки характеристики  $F = f(\tau_p)$  при разрушении на хвосте волны определяются временем  $\tau_p$  и амплитудой импульса, а при разрушении на фронте падающей волны, что имеет место

при большой крутизне фронта, большом перенапряжении и малой экспозиции, точки характеристики определяются уже максимальным достигнутым напряжением на образце. Такой способ построения зависимости  $F=f(\tau_p)$  был предложен автором еще в 1940 году и опубликован в 1945 г. [5] для объяснения зависимости электрической прочности изоляции от экспозиции и построения вольтсекундных характеристик.

Таким образом, рассмотрение зависимости импульсной прочности твердых тел от экспозиции показывает, что при уменьшении экспозиции величина измеряемой прочности возрастает. Эта зависимость наблюдается вне связи со способом разрушения тела и является следствием общего положения, что для разрушения тела до данной степени дробления необходимо затратить определенное количество энергии. Уменьшение экспозиции сопровождается увеличением подводимой мощности, а следовательно, и амплитуды разрушающего фактора.

В табл. 2 приведены физические характеристики щелочногалогенидных кристаллов при адиабатическом сжатии [6]:

Таблица 2

Характеристики кристаллов при нормальных условиях по [6]

Состав	$r_0 \text{ \AA}$	$\rho_{01} \frac{z}{\text{см}^3}$	$\rho_{02} \frac{z}{\text{см}^2}$	$\chi^{10^{12}} \text{бар}^{-1}$	$d_V^{10^4}$	$\Theta^\circ$	$C_V$	$C \frac{\text{кМ}}{\text{сек}}$
LiF	,009	2,65	2,65	1,53	1,03	580	1,482	497
NaCl	,814	2,178	2,16	4,18	1,16	281	0,821	332
NaI	,231	3,639	3,67	7,10	1,35	140	0,325	1,96
KCl	3,140	1,939	1,99	5,65	1,01	227	0,662	3,02
KBr	3,293	2,766	2,75	6,68	1,18	177	0,416	2,33
CsI	3,950	4,549	4,51	9,30	1,43	100	0,185	1,54

$r_0$  — расстояние между соседними катионом и анионом,

$\rho_{01}$  — кристаллографическая плотность по рентгеновским данным,

$\rho_{0\text{экс}}$  — фактическая плотность,  $\chi$  — коэффициент сжимаемости,

$\delta_f$  — коэффициент объемного расширения,  $\Theta^\circ$  — характеристическая температура

$$C_V = C_P \frac{-\delta \cdot t^2 \cdot T_0}{\rho_0 \chi} \quad C_0 = \sqrt{\frac{1}{\rho_0 \chi}}$$

Измерения ударной сжимаемости производились в диапазоне давлений от 20 до 1000 килобар.

При одинаковой величине давления ударного сжатия относительные плотности  $\rho/\rho_0$  и, следовательно, приращения

удельных внутренних энергий  $E - E_0$ , где  $E_0$  и  $E$  — удельная внутренняя энергия до и после прохождения ударной волны, увеличиваются с уменьшением энергии решетки и увеличением исходного периода решетки.

Давление  $P = \rho_0 U \cdot D$ , где  $U$  — скорость смещения массы, а  $D$  — скорость ударных волн.

$$\rho = \rho_0 \frac{D}{D - U}; \quad E = E_0 + \frac{1}{2} \frac{\rho - \rho_0}{\rho \cdot \rho_0} \cdot P.$$

При давлении  $6 \cdot 10^5$  бар степень сжатия возрастает от 1,42 для LiF до 1,96 и 1,91 для KBr и CsJ. Соответственно для этих солей  $\Delta E$  возрастает от 0,45 до 3,30 и 4,17 эв/атом.

Наличие ступенек в зависимости плотности  $\rho$  от давления для кристаллов KCl и KBr является результатом фазовых превращений в этих веществах и перехода от структуры типа NaCl к структуре типа CsCl. Ожидаемый теоретически возможный фазовый переход, сопровождающийся изменением объема, и полиморфизм NaCl в области давлений  $10^5$  атм практически незамечен до ударных давлений  $8 \cdot 10^5$  атм.

Температуры и плотности кристаллов на ударных адиабатах в зависимости от достигнутых давлений представлены в табл. 3. Из табл. 3 следует, что относительно более высокое увеличение плотности и достигаемой температуры при адиабатическом ударном сжатии наблюдается для кристаллов, имеющих меньшую энергию решетки. Для порошков повышение плотности оказывается меньше, а температуры больше, чем для кристаллов.

При равных давлениях ударного сжатия для кристаллов разного химического состава достигаются различные относительная плотность и температура. Сжимаемость кристаллов и температура при ударном нагружении растут с увеличением размеров ионов, периода решетки и уменьшением энергии решетки. Например, для LiF при давлении  $6 \cdot 10^5$  атм плотность возрастает на 42%, а температура до  $12000^\circ\text{K}$ , а для CsJ плотность на 96% и температура до  $1300^\circ\text{K}$ .

В табл. 4 для щелочногалогенидных солей приводятся величины сжимаемости, полученные при ударных нагрузках.

Сжимаемость кристаллов:

$$\chi = - \frac{\partial \ln v}{\partial p} = - \frac{\partial v}{\partial p}. \quad (1)$$

Изменение сжимаемости с давлением  $\frac{\partial \chi}{\partial p}$  можно определить по Бриджмену из условия:

$$\frac{1}{v_0} (v_0 v) = ap - bp^2, \quad (2)$$

Таблица 3

Температуры и плотности на ударных адиабатах в зависимости достигнутых давлений [6]

$\frac{P \times 10^{-10}}{10^{-10}}$	LiF		NaCl		KCl		NaJ		KBr		CsJ		CsJ( $\rho_0=2,51$ )	
	$\rho \frac{г}{см^3}$	$T \cdot 10^{-3}$	$\rho$	$T \cdot 10^{-3}$	$\rho$	$T \cdot 10^{-3}$	$\rho$	$T \cdot 10^{-3}$	$\rho$	$T \cdot 10^{-3}$	$\rho$	$T \cdot 10^{-3}$	$\rho$	$T \cdot 10^{-3}$
10	2,952	0,35	2,755	0,45	2,839	1,44	4,921	1,02	4,076	1,53	6,383	1,97	5,299	7,80
20	3,172	0,45	3,071	0,78	3,184	2,72	5,512	1,93	4,510	2,93	7,153	3,62	5,547	14,18
30	3,358	0,53	3,279	1,44	3,337	4,21	5,959	3,02	4,804	4,57	7,630	5,30	5,734	22,20
40	3,514	0,71	3,461	2,23	3,534	5,83	6,311	4,42	5,033	6,41	8,019	7,37	5,908	30,90
50	3,649	0,91	3,614	3,00	3,705	7,68	6,608	6,17	5,219	8,36	8,313	10,13	6,052	39,40
60	3,771	1,13	3,742	4,05	3,817	9,75	6,857	8,42	5,379	10,07	8,632	13,37	-	-
70	3,885	1,41	3,857	5,12	3,914	11,72	7,055	10,40	5,533	13,52	8,834	15,42	-	-
80	3,991	1,71	3,953	6,37	3,990	13,70	7,242	12,33	5,671	15,25	9,038	15,42	-	-
90	4,076	2,03	4,033	7,54	4,087	15,70	7,339	14,78	5,792	18,55	9,232	23,05	-	-
100	4,16	2,42	4,118	9,00	4,169	17,75	7,539	15,97	5,918	20,90	9,432	26,50	-	-

где  $a$  и  $b$  — постоянные для данного вещества. Тогда из (1)

$$\left(\frac{\partial x}{\partial p}\right)_{p=0} = -2b + a^2 \dots \quad (3)$$

$$(5) \text{ или } [2] \quad \left(\frac{\partial x}{\partial p}\right)_{p=0} = -2b \dots \quad (4)$$

Разница между значениями по [3] и [4] может достигать и 25%.

Исходя из условия (1), определяют изменение диэлектрической проницаемости ионных кристаллов с давлением для низкочастотной диэлектрической проницаемости  $\epsilon$  по условию  $\epsilon - \epsilon_0 \approx \rho^{1/3} \chi$  (5), где  $\epsilon_0$  — оптическая диэлектрическая проницаемость;  $\rho$  — плотность и  $\chi$  — сжимаемость кристалла.

Фазовые превращения, ранее обнаруженные Бриджменом при статическом сжатии [6], наблюдали у KCl и KBr при динамическом сжатии ударными волнами при  $2 \cdot 10^4$  бар.

На рис. 2 изображены адиабаты ударного сжатия монокристаллов щелочно-галогидных солей KCl и KBr в координатах давление — плотность.

Таблица 4

Коэффициент сжимаемости по [6]

Соединение	$\chi \cdot 10^{12}$ бар <sup>-1</sup>
LiF	1,44
LiCl	3,20
NaF	1,99
NaBr	3,98
NaJ	4,70
KF	6,45
KCl	3,10
KBr	5,26
KJ	6,17
RbCl	7,75
RbBr	6,21
RbJ	7,35
CsF	8,70
CsCl	3,94
CsBr	5,26
CsJ	6,17
	7,43

Таблица 5

Вычисленная и измеренная величины  $-\sigma/\rho$  даны по [7, 8]

Вещество	Вычислено [5] $\sigma/\rho$	$10^{-5}$ бар измерено
LiF	0,29	$0,448 \pm 0,028$
NaCl	0,72	$0,98 \pm 0,06$
KCl	0,59	$1,05 \pm 0,08$
KBr	0,66	$0,320 \pm 0,069$

На рис. 3 приведены начальные участки адиабат  $P_T$  ударного сжатия и  $P_T$  — изотерм, полученных Бриджменом при  $T = 300^\circ\text{K}$ ;  $P_x$  — нулевые изотермы при  $T = 0^\circ\text{K}$ .

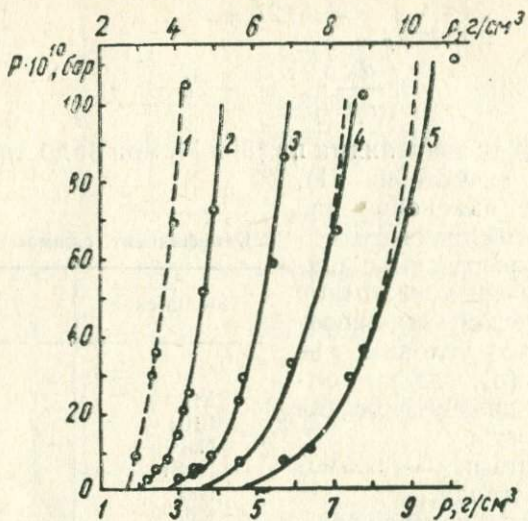


Рис. 2. Ударные адиабаты LiF (1), KCl (2), KBr (3), NaJ (4), CsJ (5). Сплошные линии — расчет, штриховые — приближенный расчет. Шкала сверху для LiF, шкала снизу для KCl, KBr, NaJ, CsJ [6]

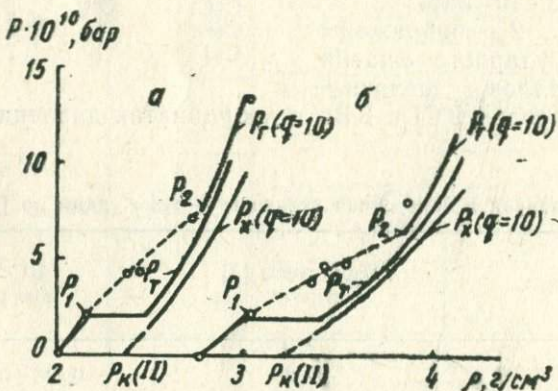


Рис. 3. Начальные участки ударных адиабат и изотерм KCl (а) и KBr (б).  $P_T$  — ударные адиабаты,  $P_T$  — изотермы по Бриджмену при  $T=300^\circ\text{K}$ ,  $P_x$  — нулевые изотермы  $T=0^\circ\text{K}$  по [6]

На рис. 3 видны уступы, связанные с фазовыми переходами для  $KCl(a)$  и  $KBr$  (б). Переход к более плотной упаковке происходит при определенном статическом давлении. При ударном сжатии фазовое превращение начинается при давлениях  $P_1$  и заканчивается при давлениях  $P_2 > P_1$ .

При ударном адиабатическом сжатии в широком интервале давлений остается та же зависимость свойств кристаллов, что и при статическом изотермическом сжатии в меньших пределах давлений. Меньше сжимаются монокристаллы с большей энергией решетки. Сжимаемость увеличивается с уменьшением энергии решетки при переходе от  $LiF$  к  $CsJ$ .

Даже после полиморфного превращения в  $KCl$  и получения более плотной упаковки структуры типа  $CsCl$  сжимаемость кристаллов этого химического состава подчиняется тому же общему правилу, т. е. кристаллы, имеющие большую энергию решетки, сжимаются меньше, хотя их начальная плотность остается малой.

При ударном сжатии пористых порошков опыты производились с  $CsJ$ , имевших  $\rho = 2,51$ ; наблюдаются явления, объясняемые ангармоничностью тепловых колебаний в области малых плотностей и высоких температур.

Температурные эффекты оказывают закономерное влияние на ход ударных адиабат и в особенности при ударном сжатии порошкообразных материалов, плотность которых ниже, чем для монокристаллов.

Для приведенных материалов скорость нагружения существенно определяет измеряемые характеристики ударного сжатия монокристаллов. Для ударных волн при известном давлении на фронте волны легко определить и скорость нагружения, так как  $p = f(D, U)$  по уравнению состояния, ширина фронта волны, исчисляемая ангстремами, также определима при известных давлениях  $P$ .

При распространении ударных волн параллельно (100) в монокристаллах  $MgO$ , расколотых по плоскостям (100), наблюдалось значительное уменьшение областей когерентного рассеяния рентгеновских лучей по сравнению с рассеянием их в образцах, медленно деформированных. Размеры областей когерентного рассеяния в образцах, деформированных взрывом, не превышают  $200 \text{ \AA}$ . Они расположены между дислокациями или дислокационными пучками. Концентрация дислокаций оценивается около  $10^{12} \text{ см}^{-2}$  [9].

При достижении больших давлений происходят полиморфные изменения химических связей и переход диэлектриков и полупроводников в металлическое состояние.

При очень больших давлениях, образующихся при прохождении взрывных волн, наблюдалось превращение графита ромбической структуры в алмаз. Время перехода составляло несколько мксек.

Таким образом, существуют процессы перехода в новую структурную форму вещества во всем объеме тела без обычного образования центров кристаллизации и сравнительно медленной рекристаллизации.

Теория сжатия и накопления энергии, объясняющая многочисленные явления, возникающие при увеличении давления до несколько десятков килобар, когда степень сжатия достигает  $10 + 20\%$ , предложена [10, 11].

Для области высоких давлений и предложена теория, объясняющая процессы [12] перехода вещества из неметаллического состояния в металлическое вследствие сближения атомов при высоком давлении и уменьшении потенциала их ионизации при этом. При больших давлениях электроны отщепляются от своих атомов и образуют электроны проводимости.

Такие переходы возможны по вычислениям [13] уже при давлениях больше 250 килобар. Последующие расчеты [12] показали, что при давлении выше одного мегабар большинство химических соединений переходит в металлическое состояние.

Расширение тела приводит вещество, которое было в металлическом состоянии при большом давлении, к переходу в неметаллическое состояние, отличное от исходного. Сжатие и превращение вещества в металлическое состояние зависит от двух существенных параметров включения атомов и их геометрического расположения при низком давлении.

На основе общих принципов термодинамики выводятся условия перехода вещества в металлическое состояние.

В теории Либби при увеличении давления атомы образуют более плотную, обычно гексагональную или кубическую решетку.

Имеют место ограничения скорости реакции, а именно скорости переходов электронов, которые происходят медленно вследствие наличия некоторых запретных состояний. Мало вероятно, что имеющиеся запрещенные переходы относятся сразу к большому числу электронов. Поэтому следует считать, что в общем случае скорость электронных переходов будет превышать скорость ударного сжатия.

Принимая скорость электронных переходов в пределе равной скорости ударного сжатия, получим соответственно время перехода равным времени сжатия, т. е. несколько микросекунд. Скорость ударных волн в твердом теле достигает  $10^6$  см/сек и зависит от свойств материалов.

После прохождения ударной волны сжатия давление будет падать.

По принципу Франка—Кондона переходы электронов происходят за более короткое время, чем перестройка атомов вследствие падения давления. Вещество очень быстро переходит обратно в неметаллическое состояние, становящееся стабильным при такой степени расширения, где металл является неустойчивым. Таким образом, за время прохождения фронта ударной волны вещество переходит из неметаллического состояния в металлическое и обратно. При понижении давления на хвосте волны образуются различные устойчивые формы состояния вещества при разных степенях расширения, где металл теряет устойчивость.

По теории Либби графит и алмаз при высоком давлении 700 килобар переходят в металлическое состояние — углеродный трехмерный металл с плотностью  $4 \text{ г/см}^3$ .

С увеличением симметрии в распределении электронов по оболочкам атомов возрастет скорость электронных переходов. Опыт показывает, что, вероятно, электронные переходы происходят прежде, чем давление распространяется на весь объем металла.

Многие элементы четвертой группы и комбинации элементов третьей и пятой групп, второй и шестой переходят в металлическое состояние при давлении несколько десятков кбар. Механизм, предложенный Либби, может начать действовать уже при давлениях несколько десятков килобар [12].

Ударная волна может вызвать химические изменения в твердом теле со скоростью, много большей, чем это дает какой-либо известный диффузионный или ядерный механизм.

Предполагается, что ударная волна и высокая степень сжатия, вызываемые высокими давлениями в области мегабар, могут превратить весь кристалл в активированный комплекс, и все вещество при предельном давлении переходит в металлическое состояние.

После снятия давления и расширения системы наступает обычное состояние вещества, которое стабилизируется. Переходы из одного состояния вещества в другое происходят с большими скоростями.

Частным случаем является превращение графита в металлообразное состояние при больших давлениях и переход в алмаз после снятия давления.

При давлениях 1 мегабар большинство веществ превращается в металлы с уменьшением атомных объемов. При дальнейшем сжатии полученное металлическое вещество опять переходит к неметаллическому состоянию, которое, однако, может отличаться от первого неметаллического состояния. Величина давлений, при которых происходят эти изменения,

зависит от вида атомов и типа кристаллической решетки вещества. С увеличением давления возрастает скорость реакций, достигая больших величин при давлении около 1 мегабара. Ранее теория не учитывала скорость перехода из одного состояния в другое и разнообразие неметаллических форм вещества, переходящих в одну и ту же неметаллическую форму. Теория Либби объясняет эти явления.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. J. L. O'Brien, R. S. Davis, Metallurg. Soc. Conf., 9, 371 (1961).
2. С. Б. Корнер, М. В. Синицин, А. И. Фунтиков, В. Д. Урлин. ЖЭТФ, 47, в (4), 1202 (1964).
3. P. W. Bridgman. Proc. Amer. Acad. 76, 1, 1945.
4. Л. В. Альтшуллер, Л. В. Кулешова, М. Н. Павловский. ЖЭТФ, 39, 16 (1960).
5. А. А. Воробьев. Техника высоких напряжений. М.—Л., ГЭИ, 1945.
6. Л. В. Альтшуллер, М. Н. Павловский, Л. В. Кулешова и Г. В. Симаков. ФТТ, 5, 279 (1963).
7. S. Mauburg. Phys. Rev., 83, 1072 (1951).
8. D. A. A. S. Narayana Rao Phys. Rev., 82, 118 (1952).
9. M. J. Klein, P. S. Rudman, Philos. Mag., 14, 132, 1199 (1966).
10. E. Vans M. G. Polanyi M. Trans Faraday Soc., 31, 975 (1935); 32, 1333 (1936).
11. E. Teller. J. Chem. Phys., 36, 902 (1962).
12. W. F. Libby. Proc. of Nat. Acad. of Sci. USA, 9, 1475 (1962).
13. E. Wigner, H. B. Huntington. J. Chem. Phys., 3, 764 (1936).

#### § 6. ВЛИЯНИЕ СКОРОСТИ НАГРУЖЕНИЯ НА ФИЗИКО-МЕХАНИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ГОРНЫХ ПОРОД И МИНЕРАЛОВ

Теоретически условия наступления предельного напряженного состояния горных пород связывают с нарушением прочности материала путем сдвига или отрыва. Оно наступает при достижении касательными напряжениями в плоскостях скольжения предельного значения  $\tau_{кр}$ , связанного с действующим по тем же плоскостям нормальным напряжением  $\sigma_{кр}$ , т. е. в пределах прочности тела условием:

$$\left. \begin{aligned} f(\tau_{кр} \sigma) < \tau_{кр}, \\ \text{а при разрушении } f(\tau_{кр} \cdot \sigma) = \tau_{кр} \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Для пластичных пород типа глин было установлено [1, 10], что кривая предельных напряженных состояний  $\tau_{кр} = f(\sigma)$  в октаэдрических координатах описывается уравнением параболы:

$$\tau_{окт} = \sqrt{\frac{B - \sigma_{окт}}{A}}, \quad (2)$$

где  $\tau_{окт}$  — предельное октаэдрическое касательное напряжение,

$\sigma_{\text{окт}}$  — соответствующее нормальное напряжение,  
А и В — постоянные, определяемые из данных по измерению твердости или одноосного сжатия тела.

Передача импульсов напряжений при соударении двух тел и распространение упругих и упруго пластичных волн напряжений связаны с прохождением их через границы сред, а следовательно, с возникновением волновых явлений отражения, преломления и интерференции.

Учет этих явлений существенно важен для энергетического анализа процессов соударения и разрушения тела при ударе, когда только часть энергии удара затрачивается на разрушение, а часть энергии отражается обратно в боек и уносится из области контакта с разрушаемым телом. В разрушаемое тело энергия передается волной  $p$  сжатия и распространяется в нем волнами сжатия и растяжения. Оставшаяся в бойке энергия в виде волны сжатия, если отражение происходит от тела большей акустической жесткости, уносится волнами сжатия и растяжения. Если отражение происходит от тела меньшей акустической жесткости, то отраженная волна является волной растяжения, которая с течением времени переходит затем в волну сжатия.

При высоких скоростях деформирования, с уменьшением пластичности пород, условия предельных состояний для всех пород выражаются наклонными прямыми, как это дано на рис. 1 [9].

Скорость деформирования существенно изменяет вид зависимости  $\tau = f(\sigma)$  предельных кривых пластичных пород мрамора, каменной соли, а для хрупких пород (кварцита) это влияние незначительно.

Для пластичных пород предельные кривые приближаются к прямой с крутым наклоном при начальных скоростях деформирования  $\approx 40$  м/сек.

Заметное влияние скорости нагружения на вид предельных кривых наблюдается в том случае, когда предельное напряженное состояние связано с возникновением пластической деформации. При хрупком же разрушении, например, у кварцита влияние скорости в условиях динамического нагружения на характер предельной кривой не выходит за пределы ошибок опыта. Такое же явление наблюдается и для пластических материалов мрамора и каменной соли при высоких скоростях соударения выше 55 м/сек, когда разрушение происходит при высоком уровне прочности без пластической деформации и упрочнения.

Если скорость соударения более 40 м/сек, то различия между предельными зависимостями для разных горных пород становятся несущественными.

Время достижения разрушающей нагрузки увеличивается с повышением пластичности горных пород.

При вдавливании штампа диаметром 10 мм в мрамор со скоростью 20 м/сек для достижения разрушающей нагрузки требуется 0,0002 сек, для хрупкого кварцита в два раза меньше, 0,0001 сек, а для высокопластичных каменной соли и пористого известняка соответственно 0,00036 и 0,00040 сек.

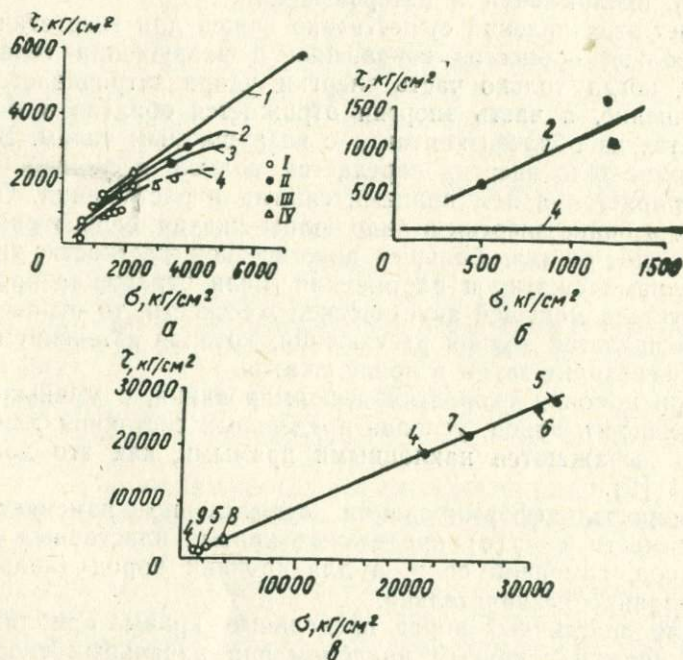


Рис. 1. Зависимость  $\tau = f(\sigma)$  при разных скоростях деформирования и различных минералов и горных пород по [1]: а — мрамор, б — каменная соль, в — кварцит, I — сжатие одноосное, II — вдавливание, III — продольное сжатие при всестороннем давлении, IV — испытание в матрицах: 1 —  $V = 40$  м/сек, 2 —  $V = 30$  м/сек, 3 —  $V = 20$  м/сек, 4 — статическое вдавливание, 5 —  $V = 38$  м/сек, 6 —  $V = 28$  м/сек, 7 —  $V = 18$  м/сек, 8 —  $V = 55$  м/сек, 9 —  $V = 28,5$  м/сек

Закономерности усталостного разрушения горных пород и металлов имеют много общего, но количественно имеются существенные различия [1].

Объемное усталостное разрушение начинается у горных пород при напряжениях, в десятки раз меньших значения предела прочности. Для металлов отношение предела прочности к пределу усталости много меньше [2].

Число циклов нагружения для разрушения горных пород при напряжениях, близких к пределу усталости, в сотни тысяч и миллионы раз меньше, чем для металлов. Для пластичных горных пород число ударов при напряжениях, близких к пределу усталости, больше, чем для хрупких горных пород. Влияние скорости нагружения на свойства твердых тел, по В. Д. Кузнецову [3], может быть следствием значительных сил инерции, возникающих при таких скоростях.

Например, для выдвигания пули весом 10 г с массой  $m \approx 0,001$  кг/сек<sup>2</sup>/м и скоростью полета  $V = 800$  м/сек, останавливающейся при ударе за время  $10^{-3}$  сек, замедление составит:  $a = 8 \cdot 10^5$  м/сек<sup>2</sup>. При этом сила инерции составит  $F = ma = 800$  кг или при площади контакта  $S = 10$  мм<sup>2</sup> напряжение достигает значения 80 кг/мм<sup>2</sup>. При динамических нагрузках со скоростями 1000 м/сек, по В. Д. Кузнецову, силы инерции приобретают первостепенное значение [4].

Изменения свойств металлов при высоких скоростях нагружения объясняются упрочнением и отдыхом материала при деформировании. Упрочнение определяет уменьшение пластичности, повышение сопротивления деформации, приближение предела текучести к пределу прочности. Отдых снимает упрочнение материала. Этот процесс протекает со скоростью, значения которой уменьшаются с понижением температуры.

Упрочнение, остаточное изменение свойств наименьшим будет при низких температурах. С увеличением скорости деформирования уменьшается время деформирования и, следовательно, отдыха, скорость протекания которого не связывается со скоростью нагружения.

Однако напряжения при заданной относительной деформации не могут возрасти выше того значения, которое получается для той же деформации при очень низкой температуре, когда практически не наблюдается отдыха материала. Поэтому с увеличением скорости деформирования напряжения должны расти, асимптотически приближаясь к некоторому предельному значению [5].

Все характеристики сопротивления твердых тел деформированию растут с увеличением скорости нагружения, но этот рост происходит значительно медленнее, чем растет сама скорость [6]. Особенно сильное влияние оказывает скорость деформации на предел текучести, величина которого растёт с увеличением скорости нагружения.

Влияние скорости деформирования на упрочнение тела меньше для монокристаллов, чем поликристаллов. Это влияние растёт с уменьшением размеров зерна [4, 5]. Скорость

нагружения  $v_n = \frac{d\varepsilon}{dt}$ , характеризуемая значением возра-

стания напряжения  $\sigma$  кг/мм<sup>2</sup> в единицу времени  $t$ , влияет на показатели процесса разрушения пластичных тел.

По [5, 6] с увеличением скорости нагружения наблюдается рост предела текучести материала сопротивления деформации, влияния объемных сил [2], инерции тела, влияния скоростей распространения упругих и пластических волн, обуславливающих неравномерность процесса нагружения и возникновения сложного напряженного состояния в теле.

При электроимпульсном пробое и разрушении горных пород достигается наибольшая скорость нарастания разрушающей нагрузки [7]. Например, до 1000 м/сек с помощью явления электрического пробоя минералов и горных пород удобно изучать влияние скорости нагружения на физико-механические характеристики и прочность горных пород [6]. О влиянии скорости приложения нагрузки на эффективность динамического разрушения горных пород существует в литературе четыре мнения: первое, что с повышением скорости нагружения растет эффективность разрушения тел, второе — противоположное мнение о снижении эффективности и третьи считают, что скорость нагружения на показатели процесса ударного разрушения не влияет.

Четвертая гипотеза исходит из предположения, что влияние скорости нагружения будет различным при хрупком и при вязком разрушениях.

При этом виде нагружения будут отсутствовать некоторые вторичные явления, например, действие сил инерции, сейсмические волны и сложная картина распределения напряжений как следствие наложения отраженных волн.

По данным [8], скорость  $V$  приложения нагрузки, как и величины последней, играет в процессах разрушения горных пород решающую роль.

Увеличение скорости сопровождается ростом скорости разрушения.

На рис. 2 представлена зависимость глубины разрушения вулканизированной резины от скорости приложения нагрузки при постоянной величине энергии. С увеличением скорости нагружения уменьшается работа на упругие деформации, а работа разрушения и величина разрушенного объема тела растут, как это дано на рис. 2.

Б. Д. Кузнецов и Н. Я. Соколов при опытах по сбрасыванию на поверхность каменной соли стальных шариков получили зависимость диаметра отпечатка и суммарной длины трещин от высоты падения шарика  $H_1$ . Высота отскока шарика  $H_2$  пропорциональна упругой энергии, запасаемой в образце и шарике при его ударе о поверхность, минус энергия, уносимая сейсмическими волнами. Диаметр отпечатка характеризует объем тела, в котором установилась пласти-

ческая деформация. Общая длина трещин пропорциональна работе, затрачиваемой на разрушение.

С возрастанием скорости удара при увеличении высоты падения шарика вначале растет запасаемая упругая энергия, затем начинается пластическая деформация и рост разрушения, которые сопровождаются уменьшением упругой энергии.

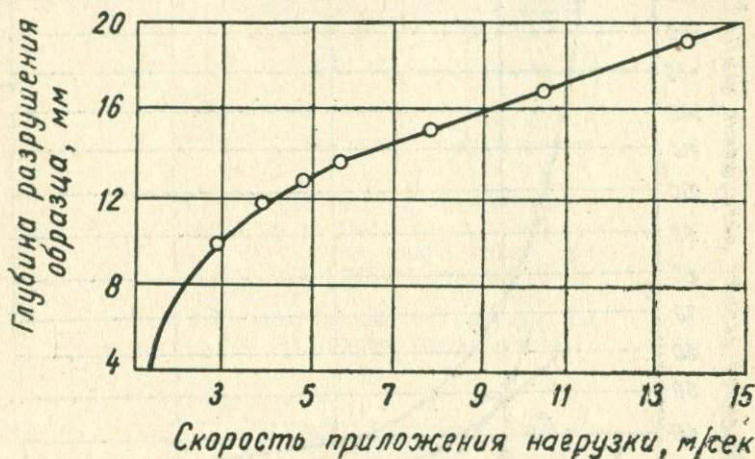


Рис. 2. Зависимость глубины разрушения вулканизированной резины от скорости приложения нагрузки по [9]

На рис. 3 представлена зависимость объемной энергии разрушения горных пород от скорости удара бойком на копре по [9].

На рис. 4 дана зависимость относительного прироста глубины лунок, образующихся во время удара бойком, при возрастании скорости нагружения в пределах  $2,07 + 14,03$  м/сек от коэффициента крепости разрушаемой породы  $f$  по [9]. Наблюдается увеличение относительного прироста глубины лунки при возрастании скорости приложения нагрузки от  $V_{\min}$  до  $V_{\max}$  с ростом крепости горных пород (рис. 4). Из рис. 3 следует, что эффективность динамического способа разрушения горных пород при высоких скоростях нагружения особенно быстро растет для крепких пород, имеющих высокое значение удельной энергоемкости.

Наблюдалось разрушение базальта, кварца, песчаника, глинистого сланца, гранита при обстреле его дробинами, скорость которых изменялась от 22,1 до 2,94 м/сек. Для всех испытанных материалов объемная работа разрушения уменьшается с увеличением скорости удара. Величина этой работы меньше, чем в однократном ударе, что, вероятно, связано

с увеличением трещиноватости, вызываемой действием каждой дробины [9].

Одним из важных практических выводов исследований по динамическому разрушению является установление повышения относительной эффективности ударного разрушения

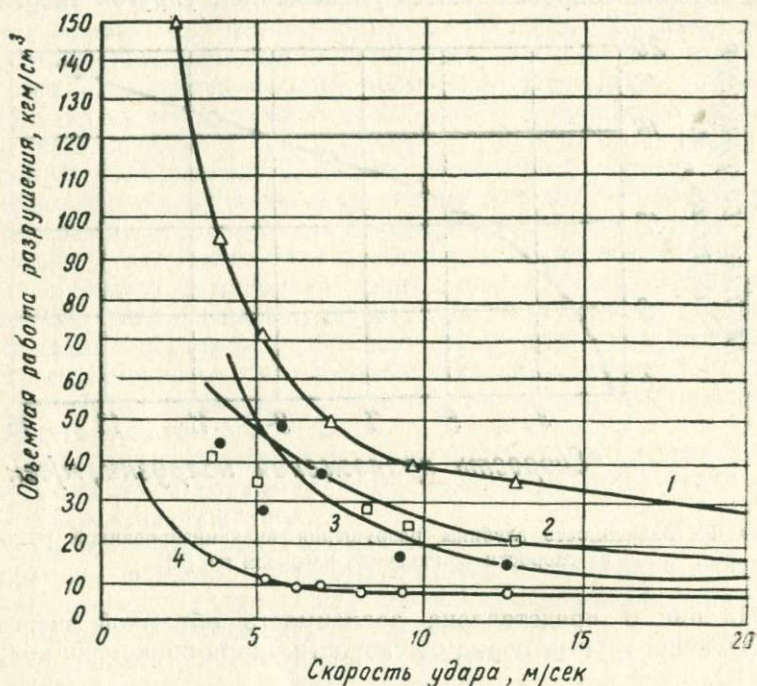


Рис. 3. Зависимость «объемной энергии» разрушения от скорости удара: 1 — базальт, 2 — гранит, 3 — кварц, 4 — глинистый сланец по [9]

с увеличением крепости горных пород. Эффективность разрушения при статическом разрушении крепких горных пород ниже, чем слабых [6]. Этот результат, вероятно, является следствием того, что область хрупкого излома смещается в область комнатных температур для пород высокой крепости.

В то время как для пород малой крепости при комнатных температурах и применявшихся скоростях нагружения происходил вязкий излом.

Высказано предположение, что наиболее полной характеристикой, вполне определяющей сопротивляемость горных пород динамическому разрушению, является скорость распространения продольных колебаний или акустическая жест-

$$\frac{h_{vmax} - h_{vmin}}{h_{vmin}}, \%$$

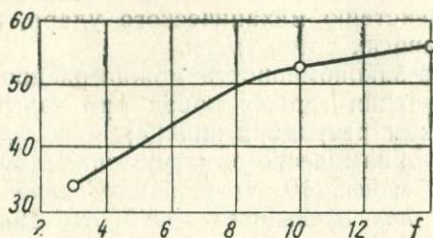


Рис. 4. Зависимость относительного прироста глубины лунок, образующихся во время удара бойком при возрастании скорости приложения нагрузки от 2,07 до 14,03 м/сек от коэффициента крепости породы, по М. М. Протодяконову, по [9]

$$\sigma_{сж}, \text{ кг/см}^2$$

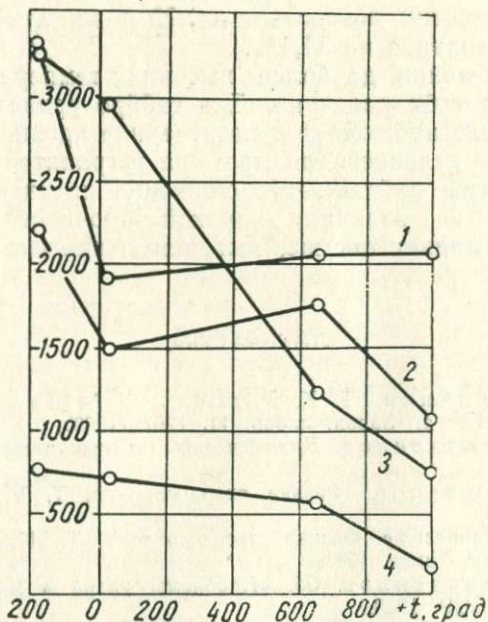


Рис. 5. Изменение временного сопротивления образцов при одноосном сжатии в зависимости от температуры по [6]: 1 — песчаник; 2 — габбро; 3 — гранит; 4 — мрамор [9]

кость, представляющая собой произведение скорости распространения продольных колебаний на плотность [6].

Механическое действие взрыва заряда ВВ или импульсного электрического разряда в породе в определенной степени эквивалентно действию механического удара, производимого со скоростью многих сотен м/сек.

Приведенные закономерности можно распространить и на описание разрушения горных пород при взрыве заряда ВВ или электрическом разряде в них [7].

В условиях динамического нагружения при скорости деформирования менее 10 м/сек изменение механических характеристик не превышает разброса данных эксперимента [1].

В. Д. Кузнецов считал, что хрупкая прочность твердых тел не зависит от температуры. По экспериментальным данным [6], на рис. 5 представлено изменение временного сопротивления горных пород одноосному сжатию в зависимости от температуры.

С повышением температуры от минус 180°C до +1000°C прочность горных пород падает. При охлаждении песчаника от комнатной температуры до минус 180°C сопротивление одноосному сжатию возрастает в 1,75 раза, для мрамора на 5,6%, а для гранита на 11,4%.

При нагревании до более высоких температур разные породы ведут себя различно. Для габбро кривая 2 и песчаника 1 вначале наблюдается возрастание прочности, а начиная с 600°C — падение. Для мрамора и гранита с повышением температуры наблюдается снижение прочности.

Вероятно, на величину хрупкой прочности понижение температуры влияет так же, как повышение скорости нагружения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Фридман, Т. К. Зилова, Б. А. Дроздовский и Н. И. Первухина. Завод. лабор. II, 1267 (1960).
2. Н. Н. Давиденков. Динамические испытания металлов, ОНТИ, 1936.
3. В. Д. Кузнецов. Физика твердого тела. Т. V, Томск, Полиграфиздат, 1949.
4. В. Д. Кузнецов. Физика твердого тела Т. II, Томск, Изд. «Красное Знамя», Томск, 1941.
5. Н. Н. Давиденков. Сб. «Проблемы удара в металловедении». М., Изд. АН СССР, 1938.
6. А. А. Воробьев, Г. А. Воробьев. Электрический пробой и разрушение твердых диэлектриков. М., Изд. «Высш. школа», 1966.
7. А. А. Воробьев. Физические свойства ионных кристаллических диэлектриков. Томск, Изд. ТГУ, кн. II, 1961 г.
8. И. А. Остроушко. Разрушение горных пород при бурении. М., Госгеолгиздат, 1952.

9. Д. И. Барон, Г. М. Веселов, Ю. Г. Коняшин. Экспериментальные исследования процессов разрушения горных пород ударом. Изд. АН СССР, М., 1962, стр. 10.

10. Н. Н. Павлов, Л. А. Шрейнер. Разрушение горных пород при динамическом нагружении. Изд. «Недра», М., 1964.

## § 7. ХРУПКОЕ РАЗРУШЕНИЕ СТЕКЛА

Хрупкое разрушение или разрушение тела после пластической деформации происходит при различных скоростях их нагружения. При медленном нагружении наблюдается пластическая деформация тела. Если скорость нарастания нагрузки велика, то разрушение может быть хрупким, без предварительных процессов, например, пластической деформации. Стекла относятся к числу тел, которые претерпевают хрупкое разрушение даже при сравнительно медленном нагружении.

По данным [1], хрупкость материала характеризуется кривой, выражающей зависимость числа трещин, образовавшихся около отпечатка, величина которого зависит от изменения нагрузки [1].

Определяя процент волокнистости в изломе стальных образцов, авторы пришли к выводу, что вид излома не показателен для работы деформации, т. е. составляющей, характеризующей способность металла противостоять зарождению трещин при испытании на маятниковом копре. Характеристика вида излома может быть использована только как критерий оценки склонности металлов к хрупкому разрушению [2].

Хрупкий излом стекла представляет большой интерес для исследования прочности твердых тел в условиях, не осложненных вторичными явлениями [3].

Хрупкий излом без пластической деформации эквивалентен разрушению тела при большой скорости нагружения. Практически измеряемая прочность листового стекла составляет менее  $10 \text{ кГ/мм}^2$ . Это значение на несколько порядков ниже, чем теоретически оцененная величина прочности. Путем дополнительной обработки стекла его измеряемую прочность при нагружении по способу симметричного изгиба удается повысить до  $140 \text{ кГ/мм}^2$ , а максимальную выше, чем до  $400 \text{ кГ/мм}^2$ . Разрушение стекла в этих опытах было хрупким, взрывоподобным. Частные значения прочности листового стекла изменяются по кривой 1, представленной на рис. 1, на котором даны кривые дисперсии прочности толщиной 2 мм после различной обработки его поверхности [3].

В каждом случае общее число образцов было  $N \geq 100$ ,  $n$  — число образцов, прочность которых лежит в указанном

интервале: 1 — в исходном состоянии, 2 — после травления 20 вес % водным раствором плавиковой кислоты; при обычных условиях подготовки и ведения опытов, 3 — предполагаемое видоизменение кривой 2 в случае подавления побочных факторов; 4 — после травления и оберегания образцов от

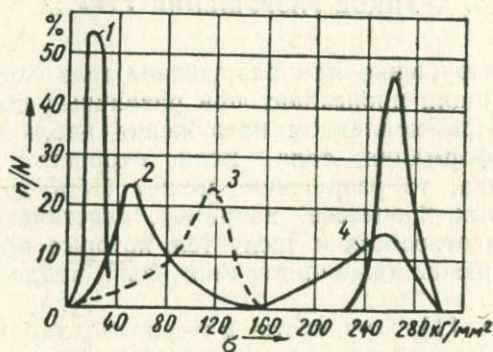


Рис. 1. Кривые дисперсии прочности стекла толщиной 2 мм при различных состояниях поверхности образцов. В каждом случае общее число образцов  $N \geq 100$ ,  $n$  — число образцов, прочность которых лежала в заданном интервале: 1 — в исходном состоянии, 2 — после травления при обычных условиях подготовки и ведения опытов, 3 — предполагаемые изменения кривой 2 в случае подавления побочных факторов, 4 — после травления и оберегания образцов от контактных повреждений поверхности и влияния отрицательных агентов, 5 — то же, но при визуальном отборе образцов [3]

контактных повреждений; 5 — то же, но при визуальном отборе образцов.

Предполагается [3], что если образцы стекла при измерении их прочности не будут подвергаться ослабляющим действиям, то исходная кривая 2 прочности потравленных образцов должна бы трансформироваться к виду [3].

Результаты таких опытов, в которых потравленные образцы действительно оберегались от действия опасных факторов и в первую очередь от контактных повреждений поверхности, представлены кривой 4. Из сравнения кривой 2 и 4 (рис. 1) следует, что в приведенных условиях испытания наблюдается добавочное упрочнение стекла в пять раз. При

этом также заметно повышается уровень минимальных прочностей в зоне рассеяния. Как видно из сравнения кривых 5 и 4 (рис. 1), более строгий отбор образцов, в котором невооруженным глазом нельзя было обнаружить дефектов, привел к еще большему повышению уровня минимальных значений прочности и дальнейшему сокращению зоны рассеяния и соответствующему возрастанию средней прочности данной партии образцов. Стекло было получено весьма прочное и практически с ничтожным разбросом частных величин прочности отдельных образцов.

В опытах показано, что листовое стекло по своей природе как аморфное тело является весьма высокопрочным и может достигать прочности стеклянного волокна.

Удаление путем травления поверхностного слоя стекла, ослабленного царапинами и другими дефектами поверхности, сопровождается значительным повышением его прочности. Изучалось также упрочнение стекол путем закалки в жидкости и последующего травления.

На рис. 2 представлена прочность стекла толщиной 2,6—3,0 мм: 1 — в исходном состоянии, 2 — после травления: а) упрочнения закалкой в жидкости с последующим травлением, б) состояниях при обычном испытании на прочность, 3 — то же, но при оберегании образцов от контактных повреждений и действия других разрушающих факторов.

Из рис. 2 сделан вывод, что структурно физический фактор упрочнения стекла наблюдается и при обработке стекол по указанному методу.

После закалки стекла в жидкости и последующего травления можно получить за счет закалки небольшой добавочный

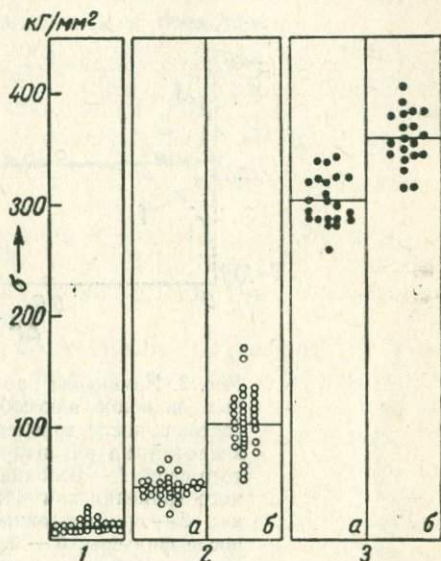


Рис. 2. Прочность стекла толщиной 2,6—3,0 мм: 1 — в исходном состоянии, 2 — в травленном (а) и упрочненном закалкой в жидкости с последующим травлением (б) состояниях при обычных условиях подготовки и ведения опытов, 3 — то же, но при оберегании образцов от контактных повреждений и действия других отрицательных факторов по [3]

прирост средней прочности и уменьшение разброса значений прочности отдельных образцов.

Закалка сопровождается повышением свободной энергии тела и, следовательно, уменьшением его устойчивости. Повышение прочности стекла после его обработки свидетельствует, что значение измеряемой прочности было ниже проч-

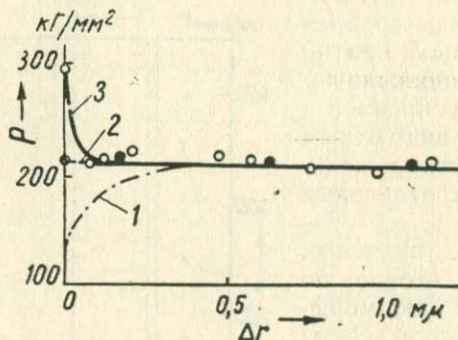


Рис. 3. Изменение прочности стеклянных волокон алюмоборосиликатного состава после травления плавиковой кислотой на различную глубину снятого слоя: 1 — волокна после длительного хранения или тепловой обработки; 2 — промышленные снятые сразу после фильеры; 3 — бездефектные волокна. Рабочая длина образцов — 10 мм, диаметр 10 мк по [9]

ности, присущей ненарушенной системе атомов, при которой свободная энергия системы минимальная, а прочность связи максимальная.

В опытах было показано, что прочность стеклянных нитей без поверхностных дефектов, взятых сразу после фильеры до намотки их на катушку, оказалась раза в два выше прочности стекловолокна и достигла 250—300 кг/мм<sup>2</sup> и не зависела от длины нити в пределах до 20 мм.

На рис. 3 представлена зависимость прочности стеклянных нитей алюмосиликатного состава после травления их плавиковой кислотой на различную глубину снятого слоя: 1 — волокна после длительного хранения или тепловой обработки; 2 — промышленные, снятые сразу после фильеры; 3 — бездефектные волокна. Рабочая длина волокна равна 10 мм, а диаметр 10 мк [9].

После травления на поверхности нитей образуется тонкий упрочненный относительно бездефектный слой, прочность которого в 1,5 раза больше, чем прочность объема.

При испытании на разрыв тонких нитей их прочность с увеличением длины выше 3 мм сильно падает. Образцы длиной менее 3 мм имеют значение прочности, совпадающее с прочностью бездефектного стеклянного волокна.

На прочность стекла и стекловолокна оказывает большое влияние влага, являющаяся поверхностноактивной средой [10]. По [10] для щелочного стекла прочность на разрыв в вакууме в 2—2,5 раза выше, чем в атмосфере.

Для кварцевых волокон обнаружено различие прочности в вакууме и атмосфере в 4 раза [11]. Эти результаты объясняются влиянием влаги, являющейся поверхностноактивной средой. Прочности в вакууме и поверхностной среде, по теории Гриффитса, относятся, как  $\sqrt{\frac{\alpha_0}{\alpha}}$ , где  $\alpha_0$  — поверхностное натяжение стекла в вакууме,  $\alpha$  — в воде. Для силикатных стекол  $\alpha_0 \cong 1200$  эрг/см<sup>2</sup>,  $\alpha \cong 250$  эрг/см<sup>2</sup>, поэтому прочность силикатного стекла в вакууме должна быть выше, чем в атмосфере, в два раза.

Прочность поверхности полученных бездефектных стеклянных волокон, равная при испытании в атмосфере 300 кГ/мм<sup>2</sup>, в вакууме должна быть равна примерно 600 кГ/мм<sup>2</sup>. Прочность внутренних частей стекловолокна, обнаруженная травлением и равная 200 кГ/мм<sup>2</sup>, при испытании в атмосфере должна быть в вакууме равна 400 кГ/мм<sup>2</sup>.

Бездефектные стеклянные волокна, как правило, разрушаются равномерно на мелкие части, а иногда и в порошок. Обычные волокна, содержащие дефекты, разрываются по дефектным местам на две части [12].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. O. Bernardo. Z. f. Metallkunde 33, № 3, 16 (1941).
2. Л. С. Лившиц, А. С. Рахманов. Завод. лабор. 27, 17, 899 (1961).
3. Л. Г. Байкова, Ф. Ф. Витман, Г. С. Пугачев, В. П. Пух. ДАН СССР, 163, 617 (1965).
4. И. А. Богуславский, Ф. Ф. Витман, В. П. Пух. ДАН СССР, 138, 1962.
5. Ф. Ф. Витман, И. А. Богуславский, В. П. Пух. ДАН СССР, 145, 85 (1962).
6. Ф. Ф. Витман, И. А. Богуславский, В. П. Пух. ФТТ, 4, 2160 (1960).
7. И. А. Богуславский, В. П. Пух. ДАН СССР, 156, 1424 (1964).
8. И. А. Богуславский, О. Н. Хамзова. Стекло и керамика. 8, 6, 1964.
9. Г. М. Бартнев, Л. К. Измайлова. ДАН СССР, 146, 1136 (1962).
10. T. Barker, F. Preston. J. Appl. Phys., 17, 3, 163 (1946).
11. S. N. Schurkov. Phys. Zs. Phys., 1, 123 (1932).
12. Г. М. Бартнев, Л. К. Измайлова. ДАН СССР, 146, 1136 (1962).

## § 8. РАСПРОСТРАНЕНИЕ В ТВЕРДОМ ТЕЛЕ УПРУГИХ ВОЛН, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ВЗРЫВЕ

Гипотезы, объясняющие разрушение твердых тел при взрыве, можно объединить в три группы [1, 2, 3, 4].

1. Разрушение тела взрывом происходит за счет давления газообразных продуктов разложения ВВ в камере и направлено от заряда к поверхности тела.

Это объяснение противоречит следующим наблюдениям. При взрыве ВВ образуются газы при температуре до  $4000^{\circ}\text{C}$  и развивающие в центре взрыва в начальный момент давления до  $10^5 + 3 \cdot 10^5$  атм. В связи с разрушением вещества и увеличением объема взрывной камеры, теплопередачи, утечки горячих газов давление быстро падает и на расстоянии пяти радиусов заряда становится значительно меньше предела прочности материала среды. Следует заметить, что предел прочности горных пород при всестороннем сжатии до  $5 \cdot 10^4$  атм, по крайней мере, на порядок выше предела прочности при одностороннем сжатии.

2. Другая группа гипотез считает, что разрушение тел взрывом происходит вследствие распространения волн напряжения, возникающих при импульсном воздействии газообразных продуктов взрыва на стенки камеры. Волны распространяются от заряда во все стороны, образуя сложную картину распределения напряжений сжатия и растяжения в объеме тела, определяемую интерференцией падающих и отраженных от поверхности тела волн. Разрушение тела происходит за счет образовавшихся напряжений сжатия и растяжения.

3. Третья группа гипотез объяснения разрушения твердых тел взрывом считает возможным протекание разрушения как действием волн напряжения, так и давлением расширяющихся газообразных продуктов детонации. Роль каждого из этих факторов определяется физическими свойствами разрушаемого материала и характеризуется их акустической жесткостью:  $\lambda = \rho \cdot c$ , где

$$\lambda \text{ — акустическая жесткость среды, } \frac{2}{\text{см}^2 \text{сек}},$$

$\rho$  — плотность материала г/см<sup>3</sup>,

$c$  — скорость распространения продольных волн, см/сек.

Из определения следует, что акустическая жесткость больше у твердых тел, имеющих большие силы связи между его частицами, и является величиной, аналогичной жесткости связи [5].

Возможно, что механизм разрушения тела взрывом изменяется в зависимости от акустической жесткости материала.

При большой жесткости среды  $10^5 + 25 \cdot 10^5$  г/см<sup>2</sup>/сек затухание упругих волн в материале мало, поэтому разрушение тела будет происходить за счет волн напряжений сжатия, идущих от заряда и отраженных от поверхности волн напряжений растяжения, идущих в глубь тела. Так как прочность породы на растяжение значительно ниже прочности на сжатие, то разрушение может определяться главным

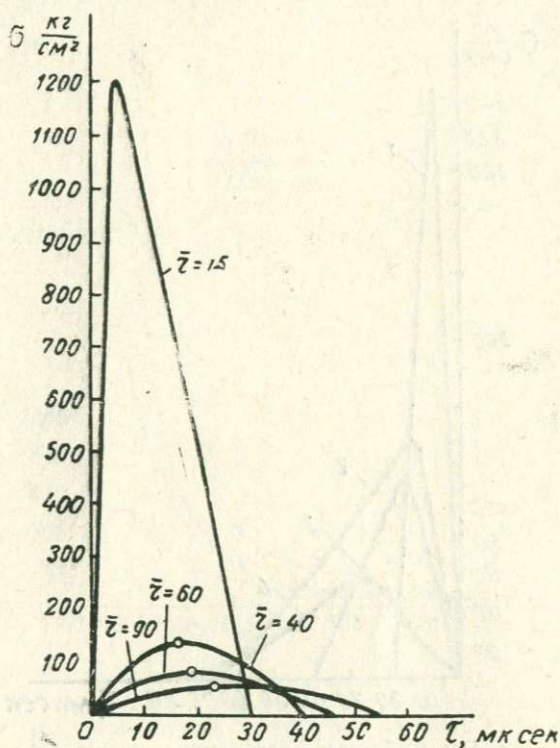


Рис. 1. Эпюры «напряжение—время» в мраморе на различных расстояниях от центра взрыва [1]

образом волнами растяжения и распространяться от поверхности тела в глубину. Для пород, имеющих акустическую жесткость  $0,2 \cdot 10^5 + 5 \cdot 10^5$  г/см<sup>3</sup> · см/сек, происходит сильное затухание волн напряжения, и их роль в разрушении мала. Разрушение таких пород происходит за счет давления газообразных продуктов взрыва, смещающих частицы среды от заряда к поверхности.

При взрыве в твердом теле в нем распространяется упругая волна в виде однократного импульса. Условия распрост-

ранения импульса напряжения и затухания волны зависят от физических свойств твердого тела, формы, размеров и свойств материала заряда.

На рис. 1 представлены изменения радиального напряжения сжатия при взрыве 2 г тэна в мраморе, в зависимости от времени распространения на указанных расстояниях от центра взрыва при радиусе  $R_0 = 6,7$  мм.

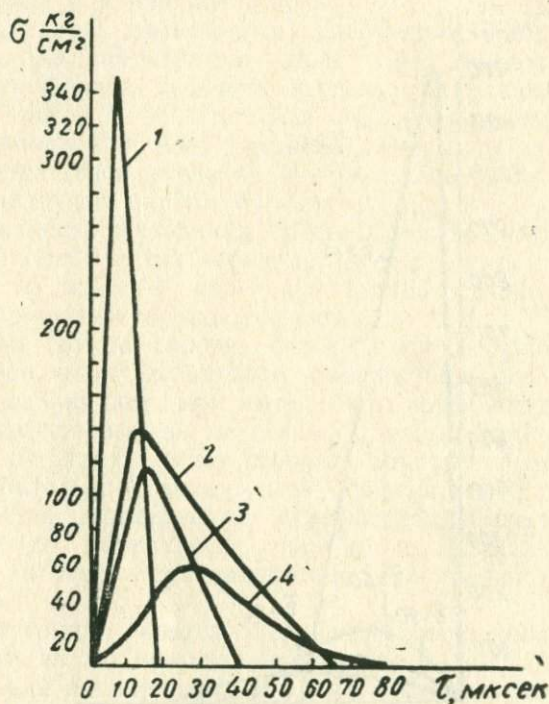


Рис. 2. Эпюры «напряжение—время» в различных породах на расстоянии  $40 R_0$  от центра взрыва: 1 — диабаз, 2 — гранит, 3 — мрамор, 4 — известняк (водонасыщенный) [1]

На рис. 2 показано изменение напряжения на расстоянии  $40 R_0$  от центра взрыва в зависимости от времени происхождения волны в различных указанных породах.

На рис. 3 приведена зависимость от расстояния величины напряжения сжатия в разных породах при взрыве 2 г тэна. Затухание максимальных радиальных напряжений на хвосте волны сжатия (рис. 3) больше в известняке, акустическая жесткость которого наименьшая и меньше в диабазе, имею-

щем наибольшую акустическую жесткость среди представленных на рис. 3 материалов.

Величина амплитуды напряжения растет с увеличением мощности взрыва, акустической жесткости среды и ее механической устойчивости.

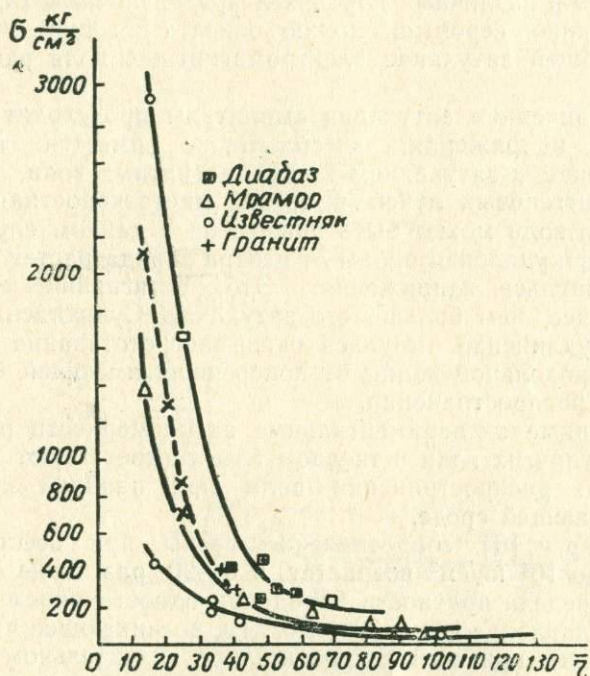


Рис. 3. Затухание максимальных радиальных напряжений с расстоянием в различных породах при взрыве 2 г тена [1]

Уменьшение радиальных напряжений с расстоянием связано с потерей энергии волн на разрушение и различные процессы, предшествующие разрушению породы в зоне, близкой к заряду. Больше разрушений происходит в слабой породе известняка и меньше в крепкой породе диабазы. С увеличением акустической жесткости материала уменьшаются и тепловые потери, обусловленные пластической деформацией.

Фронт импульса большой длительности получается более крутым при взрыве более мощных ВВ и в породах с большей акустической жесткостью. Фронт короткой ударной волны по порядку величины может составлять несколько межатомных

растяжений и в области больших чисел Маха слабо зависит от амплитуды давления, следовательно, и жесткости среды. Затухание амплитуды напряжений происходит относительно быстрее вблизи поверхности заряда. На больших расстояниях затухание амплитуды происходит медленнее и примерно одинаково в различных породах и при различных ВВ.

Затухание, вероятно, можно описать обычной формулой, описывающей затухание электромагнитных волн вдоль проводов.

С увеличением затухания амплитуды происходит удлинение волн напряжения, здесь также имеется аналогия с движением и затуханием электромагнитных волн, фильтрацией рентгеновых лучей в среде, многоскоростная теория затухания волн может быть применена в данном случае.

По мере удаления волны от центра заряда растет длительность импульса напряжения. Это растягивание импульса тем сильнее, чем больше его затухание. Существенное влияние на удлинение импульса оказывает отставание по фазе фронта продольной волны от поперечной, имеющей большую скорость распространения.

Описанные экспериментальные закономерности распространения упругих волн в твердом теле соответствуют выводам из теории распространения волн при наличии затухания в поглощающей среде.

По Бергу [6] сопротивление среды при всестороннем сжатии до  $10^4$  кг/см<sup>2</sup> возрастет в 5—20 раз и на порядок больше предела прочности пород при одностороннем сжатии. Поэтому давление 100 + 300 тыс. атм, возникающее при взрыве, не может привести к сколько-либо значительному разрушению в направлении от заряда к свободной поверхности.

Прочность на сжатие фарфора составляет  $10^4$  кг/см<sup>2</sup> —  $10^6$  кг/см<sup>2</sup>.

Если, по Бергу, при всестороннем сжатии прочность материала будет на порядок выше, то для фарфора она достигнет  $10^7$  кг/см<sup>2</sup> и останется еще на два порядка выше, чем давление при взрыве, следовательно, фарфор при самом мощном взрыве не должен разрушаться, хотя заметим, что распространяющаяся из эпицентра взрыва волна сжатия дает и значительные касательные напряжения в направлении, перпендикулярном фронту.

В идеально упругой среде нормальное напряжение  $\sigma_2$  и скорость  $V_r$  связаны между собой

$$\sigma_{r \max} = \frac{\rho}{g} v_{r \max} \cdot C_p^2 / \text{см}^2,$$

$$\text{где } \rho - \text{г/см}^3; \quad g - \frac{\text{см}}{\text{сек}^2}; \quad C_p - \frac{\text{см}}{\text{сек}}; \quad v_{r \max} - \frac{\text{см}}{\text{сек}}.$$

На рис. 4 представлена зависимость величины максимальных скоростей смещения частиц тела от расстояния до центра взрыва для различных твердых пород, вычисленной по [1] с применением  $\sigma_r$ ,  $\rho$  и  $c_p$ , полученных экспериментально.

Средняя скорость  $V_r$  возрастает с увеличением мощности ВВ [1].

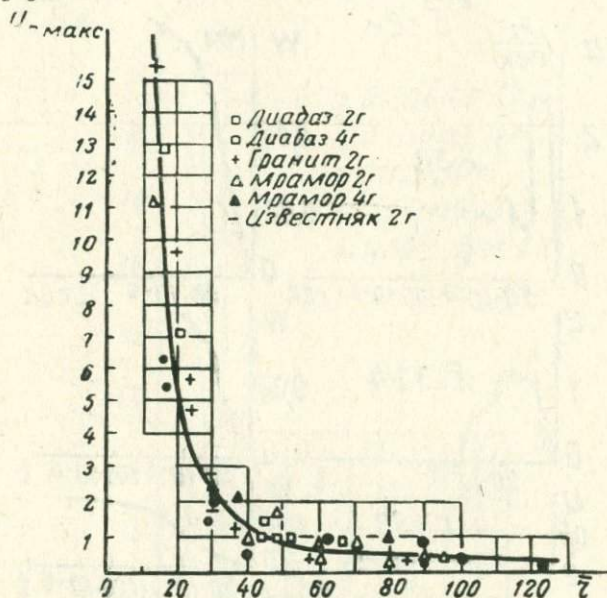


Рис. 4. Зависимость величины максимальных скоростей смещения частиц от расстояния от различных твердых пород [1]

Величина смещения частиц среды под действием волн напряжения определяется  $w(r, t)_0 = \int_0^t v_r(r, t) dt$ . Наибольшее смещение частиц происходит с некоторым отставанием по фазе от скорости распространения волны, поэтому наступит спустя некоторое время после того, как максимум скорости пройдет через рассматриваемую точку.

Сопоставление положения амплитуды скоростей волны и максимального смещения частиц (рис. 5) показывает значительное отставание максимума смещения частицы, расположенной на разных расстояниях  $r$  от центра взрыва.

Максимальная скорость смещения частиц в заданной точке для различных материалов одинакова, а величина смещения на одном и том же относительном расстоянии тем

больше, чем меньше акустическая жесткость породы. Возрастание смещения в более слабых породах объясняется удлинением импульса с уменьшением акустической жесткости (рис. 6).

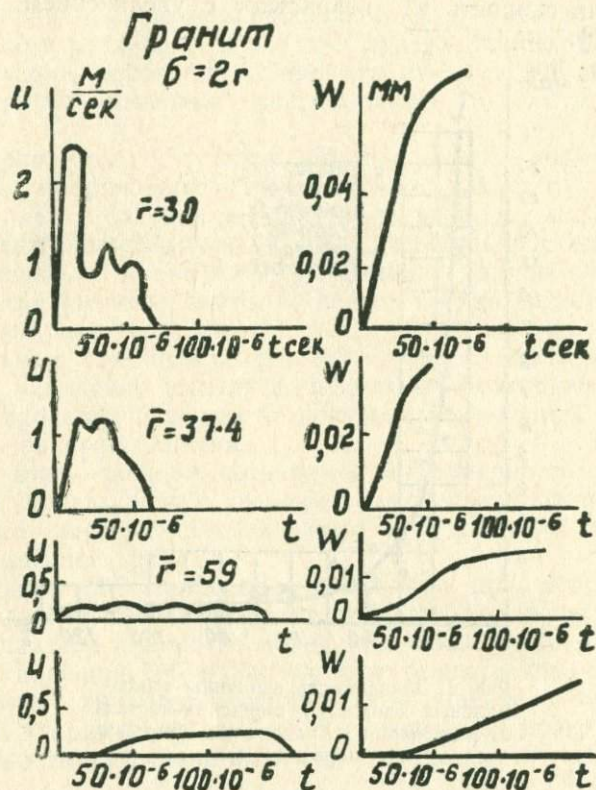


Рис. 5. График скоростей и величин смещения при взрыве тела в граните [1]

Поток мощности (импульс волн напряжения) определяется:  $I(\bar{r}, t) = \int_0^t \sigma(\bar{r}, t) dt \frac{\text{кг сек}}{\text{м}^2}$ . Поток мощности с удалением от центра взрыва затухает по экспоненциальной кривой. Величина импульса, приведенного к единице длины радиуса заряда, на равных расстояниях от центра заряда оказывается одинаковой, и соответствующие точки укладываются на одну кривую зависимости величины приведенного импульса от расстояния. С увеличением мощности  $W$  возрастает и величина приведенного импульса в данном материале при заданном расстоянии от центра взрыва.

Поток энергии волн напряжения дается через вектор Умова — Пойнтинга, определяемый величиной потока энергии через единицу площади за единицу времени в нормальном к фронту волны направлении.

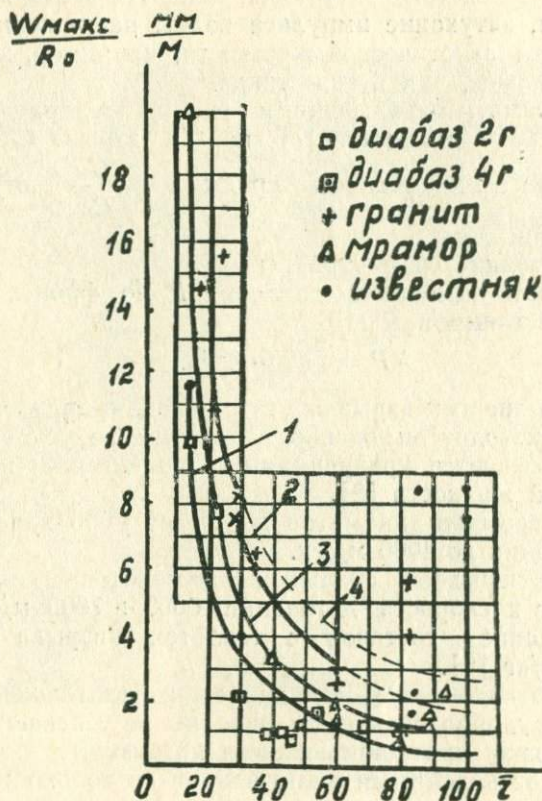


Рис. 6. Величина смещения частиц под воздействием волны напряжений при взрыве тена в различных породах: 1 — диабаз, 2 — гранит, 3 — мрамор, 4 — известняк [1]

Плотность потока мощности  $N$  при прохождении волны напряжения:

$$N = \int_0^{\tau} \tau_r(\bar{r}, t) V_r(\bar{r}, t) dt \quad \frac{\text{кгм}}{\text{м}},$$

$\tau$  — время действия фазы сжатия волны,  
 $V_r$  — скорость потока на поверхности волны радиуса  $r$ ,  
 $V_r dt$  — смещение поверхности волны за время  $dt$ .

Плотность потока мощности  $N$  быстро убывает при удалении от центра взрыва. Это происходит как вследствие сферической симметрии волны взрыва, при котором плотность энергии убывает обратно пропорционально квадрату расстояния, так и вследствие затухания волн. По экспериментальным данным, затухание импульса волны напряжения растет с увеличением акустической жесткости, например, затухание в диабазе больше, чем в известняке.

Параметрами, отражающими распространение упругой волны в воздухе, являются [7] энергия взрыва  $E_0$ , начальное давление  $P_0$  и плотность среды  $\rho_0$  и  $\frac{C_p}{C_v}$  — отношение теплоемкостей.

$R$  — расстояние от центра взрыва.

Зависимость изменения давления  $P$  во фронте ударной волны с расстоянием  $R$

$$\Delta P = f(E^{1/3} \cdot R^{-1}).$$

Передача энергии взрывных газов среде в предположении, что она происходит мгновенно и частицы не успевают сместиться, описывается уравнениями гидродинамики идеальной несжимаемой жидкости [8].

Теплота взрывов динамитов достигает 1000 ккал/кг, скорость детонации до 4000 м/сек.

Теплота взрывов скальных аммонитов достигает 1250 ккал/кг и скорость детонации 6000 ÷ 7000 м/сек. Возможно создание составов с теплотой взрыва 1500 ÷ 1600 ккал/кг [9].

При коротких импульсах давления, длительностью несколько мксек, образовавшиеся трещины не успевают распространиться из-за кратковременности нагрузки.

Длительность действия силы влияет не только на протяженность области разрушения, но и на картину распределения нарушений в материале [10].

Статическое давление шарика на плоскость дает равномерные по азимуту и спадающие по радиусу напряжения. Если напряжение в наиболее слабом участке плоскости превзойдет предел прочности, то возникает трещина и произойдет перераспределение напряжений по всей площади. Напряжение с каждой стороны трещины в пределах значительного угла ослабевает. Это сводит к минимуму возможность возникновения новых радиальных трещин в этой области.

При кратковременных импульсах напряжения распределение напряжений не успевает установиться; и разрушение, начавшееся в одной части образца, не влияет на распреде-

ление напряжений в зоне, лежащей за пределами распространения упругих волн, возникающих в зоне разрушения. Вследствие указанного, зоны разрушения после каждого импульса напряжения могут возникать независимо одна от другой.

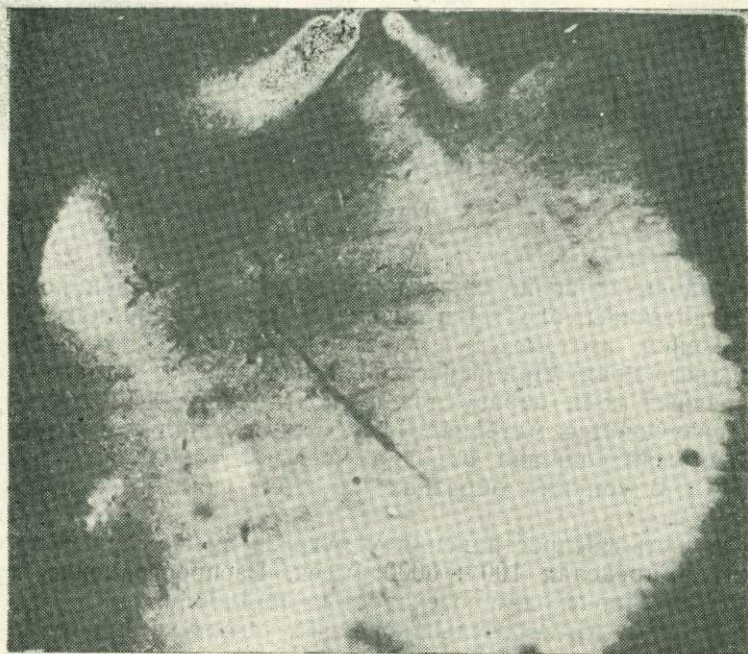


Рис. 7. Распространение разряда в кристалле каменной соли и отражение его от поверхности [15]

Существенный интерес представляют распространение и отражение упругих волн и вызываемых ими разрушений в среде. На рис. 7 представлено распространение разряда в кристалле каменной соли и отражение его от поверхности. Угол отражения волны равняется углу падения. В результате отражения возможно сложение волн напряжения и их усиление в этих объемах и разрушение тела.

Кристи и Кольский [11], исследуя причины возникновения трещин в пластинах, поверхность которых подвергалась короткому импульсу давления, пришли к заключению, что основной причиной возникновения трещин при ударе о поверхность и взрыве заряда на поверхности являются волны напряжений, отраженные от поверхности образца. Продоль-

ные и поперечные волны отражаются от края пластины под углом, равным углу падения. Разрушение материала на границах образца происходит, если отраженная поперечная волна распространяется под углом, определяемым

$$\frac{\sin i_e}{\sin r_t} = \frac{C_1}{C_2},$$

где

$i_e$  — начальный угол продольной волны,  
 $r_t$  — угол отражения поперечной волны.  
 $C_1$  и  $C_2$  — скорости распространения продольной и поперечной акустических колебаний. Для органического стекла обычно

$$\frac{C_1}{C_2} \approx 1,6 \div 1,8.$$

Продольная волна сжатия, отражаясь от данной поверхности пластины, следует в обратном направлении как волна растяжения, что может привести к образованию трещины у нижнего края. При пересечении падающих и отраженных поперечных волн образуются пучности напряжений, в которых разрушается материал [12]. Эти явления могут развиваться, если толщина образца превышает половину длины волны. В тонких образцах  $d \ll \lambda U$  указанных явлений не будет.

Скорость распространения упругих волн в твердых телах лежит в пределах  $100 \div 6000$  м/сек. Распространение трещин в них происходит со скоростью до 1500 м/сек.

В опытах М. А. Мельникова [13] скорость прорастания трещин в кристаллах каменной соли изменялась с ростом напряжения.

Чем больше скорость роста напряжения, тем меньше длина трещины разрушения, особенно, если скорость нарастания давления будет больше скорости распространения напряжений в разрушаемом теле.

С помощью отражения света наблюдалась конфигурация ударных волн в ударно сжатом свинцовом стекле [13]. При ударных давлениях в волне, превышающих 80 кбар вплоть до давлений в 170 кбар, в стекле распространяется две волны — упругая и следующая за ней с меньшей скоростью упруго-пластическая.

Скорость упругой волны при давлении 170 кбар определена  $V_{упр} = 3,77$  км/сек. Это значение хорошо согласуется с величиной  $V_{упр} = 3,67$  км/сек, определенной из модуля Юнга, коэффициента Пуассона в плотности свинцового стекла.

Скорость упругопластической волны соответственно составляет 2,72 км/сек.

При давлениях, превышающих 170 кбар, зоны упругого и пластического сжатия сближаются и образуют единый профиль ударной волны. По стеклу распространяется единая упруго-пластическая волна. Скорость такой волны превышает  $v_{\text{упр}}$ .

Отражательная способность зоны сжатия растет с увеличением давления. При  $P > 265$  кбар этот рост происходит в соответствии со скачком плотности на фронте, а в области  $P > 265$  кбар фактически регистрируемые коэффициенты отражения меньше рассчитанных по скачку плотности на фронте ударной волны. Это говорит о том, что в свинцовом стекле аналогично  $\text{KBr}$  и  $\text{KCl}$  регистрируемое отражение определяется скачком плотности на фронте волны.

Переход в пластическое состояние носит релаксационный характер. При  $P > 265$  кбар время перехода, определяемое аналогично тому, как это сделано в [14], составляет  $\tau < 10^{-12}$  сек.

При  $P > 170$  кбар свинцовое стекло непрозрачно, а при  $P < 170$  кбар остается частично прозрачным. Такое поведение стекла определяется разным характером его сжатия. Когда стекло в основном сжимается упруго, оно остается прозрачным, а при больших давлениях в пластической волне происходит потеря прозрачности. Эта потеря прозрачности связана, очевидно, с нарушением оптической однородности стекла, так как если бы непрозрачность наступила вследствие изменения оптических свойств, то при разгрузке стекла прозрачность должна была бы восстанавливаться. Если стекло разгружалось после сжатия, то его прозрачность не восстанавливается.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. Н. Ханукаев, Е. Г. Баранов, В. Н. Мосинец. Изд. АН Киргизской ССР, Фрунзе, 1961.
2. О. Е. Власов. Основы теории действия взрыва. М., 1957, 408 с.
3. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., Физматиздат, 1959, 800 с.
4. Сборники научно-исследовательских работ в области физики взрыва. 1—5, АН СССР, 1952—1955.
5. Б. М. Ровинский. Изв. АН СССР, ОТН-9, 55 (1956).
6. Фр. Берг, Дж. Шерер, Г. Спайсер, Д. М. Григгс. Сб. статей. Изд. ИЛ, 1952.
7. В. Н. Родионов. Сб. «Совершенствование буровзрывных работ». Углетехиздат, М., 1959.
8. Л. В. Власов. Сб. «Совершенствование буровзрывных работ». Углетехиздат, М., 1959, 20 с.
9. Л. В. Дубнов. Сб. «Совершенствование буровзрывных работ». Углетехиздат, М., 1959, 62 с.

10. Ф. А. Белаенко, Ф. И. Кучерявый и Е. Н. Скорзёва. Взрывное дело, Сб. 45/2, Госгортехиздат, М., 1960.
11. Вопросы теории разрушения горных пород действием взрыва. М., Изд. АН СССР, 1958.
12. М. А. Мельников. Канд. диссертация. Томск, ТПИ, 195.
13. С. В. Кормер, Г. В. Кришкевич, К. П. Юшко. ЖЭТФ, 52, в (6), 1478 (1967).
14. С. В. Кормер, К. П. Юшко, Г. В. Кришкевич. ЖЭТФ. Письма 3, 64 (1966).
15. А. А. Воробьев. Труды СФТИ. Техника высоких напряжений. Москва, ГЭИ, 1945.

## § 9. РАЗРУШЕНИЕ ТВЕРДОГО ТЕЛА ПРИ ВЗРЫВЕ ЗАРЯДА ВВ

При электрическом пробое твердого тела в узком канале развивается значительная мощность при большой концентрации энергии. Имеется внешняя аналогия нарастания механических напряжений в теле при взрыве заряда и выделении энергии в электрическом разряде. В том и другом случае имеется импульс давления, возникающий внутри тела и создающий разрывающие напряжения.

При пробое разрушение подготавливается электрическими процессами и происходит в канале пробоя, объем которого ограничен. После разряда за счет послепробивного разрядного тока, по амплитуде превышающего предпробивные токи в  $10^5 - 10^6$  раз, возникают в теле упругие волны и явления, аналогичные протекающим при взрыве заряда. Разрядный ток является основной причиной, вызывающей взрывное действие при электрическом пробое диэлектриков, и определяющий главную долю гидродинамического к.п.д. процесса. Поэтому остаточные разрушения при образовании разряда аналогичны явлениям при взрыве.

Сопоставляя процесс пробоя и взрыва, следует различать процесс пробоя, состоящий в ударной ионизации электронами в ограниченном объеме, в котором после пробоя выделяется энергия из цепи. Характеристики этого процесса подобны характеристикам взрыва ВВ и вызывают также процессы разрушения хрупкого или пластичного и деформацию частей тела.

При взрыве ВВ происходит реакция термического разложения ВВ, кинетика которой характеризуется скоростью, мощностью, скоростью выделения мощности, плотностью энергии и пр. характеристиками [1], сопоставимыми с характеристиками выделения энергии при пробое. Реакция термического разложения протекает при участии фотоионизации и возбуждении ультрафиолетовым излучением из области взрыва так же, как это имеется во время пробоя. Следствием взрыва будет разрушение тела, хрупкое или пластичное, и деформация среды [2].

Возможно также термическое разрушение частей объема тела за счет высокой температуры и значительного количества тепла, выделяющегося при взрыве.

При взрыве ВВ образуются горячие газы, развивающие давление  $3-5 \cdot 10^5$  атм. Под действием этого давления начинается распространение волны сжатия, идущей в стекле, граните со скоростью 5 км/сек. После прохождения максимума волны сжатия в среде достигается максимум деформации

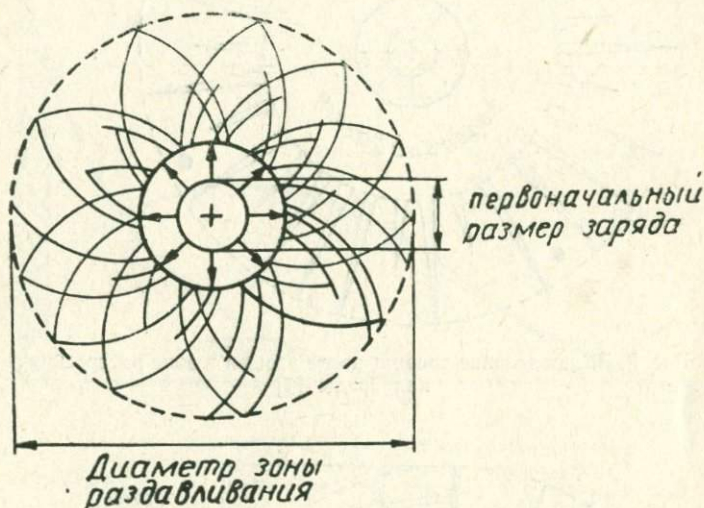


Рис. 1. Зона раздавливания среды вокруг места взрыва [3]

и появляются трещины, идущие под  $45^\circ$  к линиям, направленным по радиусу от центра взрыва (рис. 1). Трещины являются результатом скольжения слоев материала одного относительно другого.

При удалении от центра взрыва напряжения сжатия уменьшаются и разрушение тела прекращается. Вследствие смещения слоев материала возникают значительные разрывающие напряжения, вследствие чего происходит растрескивание и образование радиальных трещин, как это показано на рис. 2. После прохождения волны сжатия силы упругости возвращают смещенные слои к центру, возникают напряжения растяжения, в результате которых в теле появляются кольцевые трещины (рис. 3).

Волна сжатия, подходящая к свободной поверхности, сместит и приподнимет ее. После того, как напряжение волны сжатия уменьшается до нуля, частицы поверхности продолжают по инерции перемещаться от центра. При этом возник-

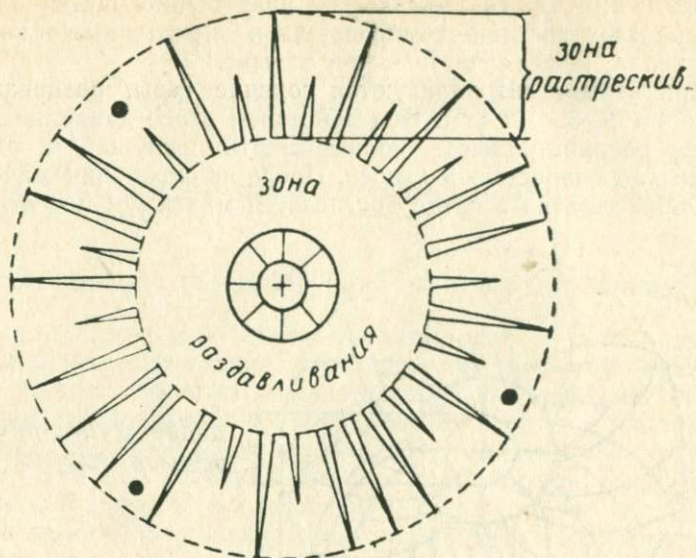


Рис. 2. Распределение трещин после взрыва в зоне растрескивания среды [4]

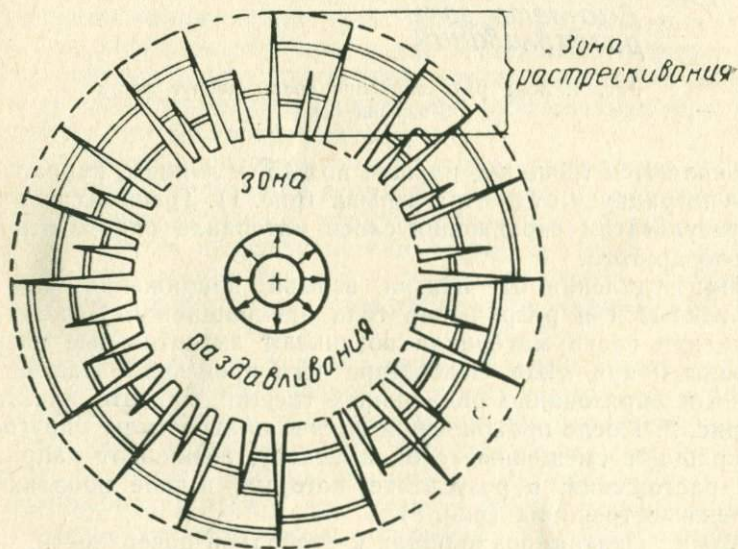


Рис. 3. Распределение трещин после прохождения волны растяжения в зоне растрескивания среды [3]

нут напряжения растяжения, распространяющиеся от поверхности к центру. Как правило, твердое тело легче разрушается при действии напряжений растяжения. Поэтому тело, выдержавшее волну сжатия, может разрушиться под действием волны растяжения меньшей амплитуды [3, 4, 5].

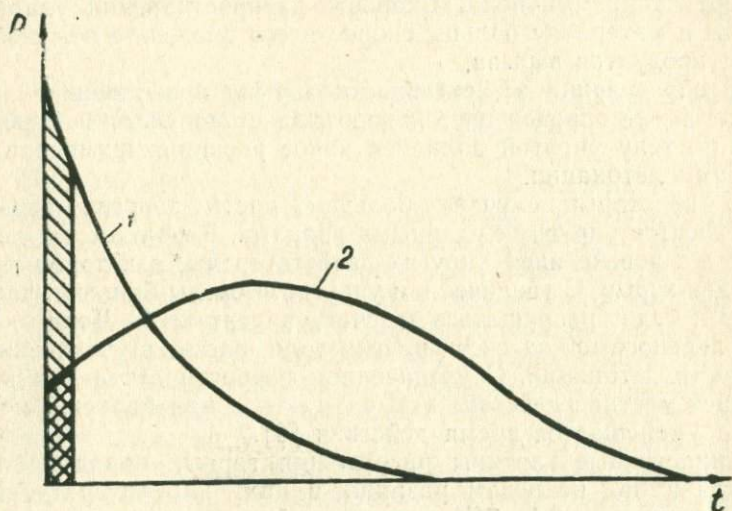


Рис. 4. Графики импульса взрыва (заштриховано — головная часть импульса, характеризующая бризантные формы работы взрыва) [5]: 1 — ВВ с очень высокой скоростью детонации, 2 — ВВ с низкой скоростью детонации

Измельчение и дробление материала при взрыве происходит в непосредственной близости к заряду на расстоянии не больше 2,5 радиуса заряда. Оно обуславливается фронтом полного импульса взрыва и происходит при малом расширении продуктов детонации. Это так называемое бризантное действие взрыва.

Большая часть полной работы взрыва, определяемая прохождением всего импульса (рис. 4), идет на разрушение и отбрасывание материала и составляет общее или фугасное действие взрыва [6].

Величина бризантных форм работы взрыва, представляющая небольшую часть полной работы взрыва, сильно зависит от скорости детонации ВВ. Величина фугасной формы работы взрыва зависит от полной энергии взрыва за вычетом потерь и не зависит от скорости детонации. Распространение ударной волны и сжатие материала сопровождаются возникновением в нем тангенциальных напряжений и образованием радиальных трещин.

Ударная волна, дойдя до поверхности тела, отражается от нее, в результате чего возникают растягивающие напряжения, разрушающие устье канала взрыва, образуя откольную воронку. При прохождении волны сжатия может происходить вспучивание, развитие трещин и смещение материала с образованием купола. Скорость распространения ударной волны в материале больше скорости его смещения под действием продуктов взрыва.

В определении эффективности взрыва существенное значение имеет определение, какое количество энергии передается по телу упругой волной и какое расширяющимися продуктами детонации.

В некоторых случаях большая часть энергии взрыва переносится упругими ударными волнами. Вероятно, эта доля растет с повышением упругих свойств среды, в которой произведен взрыв. С увеличением упругости среды большая часть объема будет разрушаться за счет упругих волн. Доля энергии, переносимой за счет упругих волн, растет с увеличением скорости детонации. С увеличением скорости детонации возрастает местное действие взрыва, так как при большей мощности уменьшается время действия [6].

Аналогичные картины разрушения горных пород наблюдаются и при искровом разряде в них. По литературным данным, только 0,1—7% выделяющейся при взрыве тепловой энергии переходит в механическую работу дробления и измельчения породы, т. е. полезную работу [7] образования новых поверхностей.

Выбрасывание материалов разрушения происходит преимущественно за счет приобретенного импульса и частично за счет давления газов, которое падает при выходе газов в атмосферу.

Если окружающая среда по своей прочности и размерам может быть разрушена выделившимися при взрыве газами, то в ней образуется наибольшая из возможных камера сжатия и происходит сферическое разрушение среды. Вследствие охлаждения газов о стенки и потери их в трещинах давление падает и разрушение останавливается. Радиально распространяются в среде волны сжатия [7].

#### ЛИТЕРАТУРА

1. К. К. Андреев. Термическое разложение и горение взрывчатых веществ. М.—Л., 1957 стр. 309.
2. Ф. Боуден и А. Иоффе. Возбуждение и развитие взрыва в твердых и жидких веществах. М., Изд. ИЛ, 1955, стр. 119.
3. Г. И. Покровский. Физические основы взрывного дела. М., 1956, 32 с.

4. Г. И. Покровский. Физика взрыва. Стенограмма публичной лекции. М., 1954, 24 с.
5. Г. И. Покровский, И. С. Федоров. Действие удара и взрыва в деформируемых средах.
6. Г. П. Демидюк. Взрывное дело. Сб. 45/2. Госгортехиздат, 1960, 20 с.
7. Н. В. Мельников, Л. Н. Марченко. Взрывное дело. 45/2, Госгортехиздат, 1960, 5 с.

## § 10. ВОЗМОЖНАЯ РОЛЬ ЭКСИТОННОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ПРИ РАЗРУШЕНИИ СОЕДИНЕНИЙ С ИОННЫМ ТИПОМ СВЯЗИ

Под действием излучения в твердых телах с ионными связями возникают дефекты структуры, сопровождающиеся изменением физических и химических свойств, и могут происходить также химические превращения, приводящие к образованию молекул нового химического состава или частиц новой твердой фазы как следствие процессов радиационного химического разложения — радиолиза [1, 2].

Радиационная химическая стойкость имеет удовлетворительную корреляцию с энергией решетки. Например, радиационно-химическая устойчивость нитратов металлов второй группы растет с увеличением энергии решетки, уменьшением свободного объема элементарной ячейки в кристалле, принадлежащего на ион  $\text{NO}_3^-$ , уменьшением радиуса катиона и ослаблением его силового поля [1, 3, 4, 5].

Радиационно-химическую устойчивость ионных состояний можно повысить или понизить введением гетеровалентных ионов в зависимости от того, каков механизм разрыва химических связей при радиолизе. Когда разрыв химических связей происходит за счет перехода электрона от аниона к катиону, то введение двухвалентных ионов, например, кадмия в аксалат серебра повышает радиационную стойкость этого соединения.

Если распад происходит в результате разрыва внутри катионной или анионной составляющей решетки, например, при радиолизе карбоната серебра, то радиационная стойкость при такой обработке понижается [5].

Реакция термического разложения ионных соединений, например, азидов на атомы, вероятно, происходит так же, как радиолиз их за счет перехода электрона от аниона к катиону. Начальным актом этой реакции является нейтрализация аниона, а затем разрушение решетки тепловыми флуктуациями.

Устойчивость азидов щелочных металлов при их термическом разложении возрастает при переходе от азиды лития к азиду цезия, т. е. при переходе от соединения с большей энергией к соединению с меньшей энергией решетки [6].

При расщеплении азидов на ионы, например, в водных растворах, стойкость этих соединений растет с увеличением энергии решетки [7].

В связи с приведенным возможна следующая гипотеза многостадийного разрушения соединения с ионными химическими связями:

1. Под действием кванта излучения или частиц высокой энергии, или высокого давления анион теряет электрон, который переходит к катиону. Ионная химическая связь аниона в соединении нарушается.

2. Действием тепловых флуктуаций анион, ставший атомом или катионом, выталкивается из своего узла в решетке. Связь между атомами в молекуле нарушается. Молекула и тело теряют механическую прочность и под действием тепловых флуктуаций разрушаются. Следовательно, принимается активационный процесс разрушения тела, при котором атомы, потерявшие химическую связь, выходят из состава молекулы под влиянием тепловых флуктуаций [8].

3. Разброс частиц тела, потерявших связь друг с другом, а в предельном случае, т. е. в случае разложения соединения, и разброс атомов происходит под действием энергии системы, выделяющейся при экзотермической реакции, например, при детонации ВВ.

Реакция термического разложения и разрыв ионных связей происходят за счет перехода электрона от аниона к катиону. Такой же физический процесс происходит при фотохимических реакциях, когда поглощение фотонов на крае полосы собственного фундаментального поглощения вызывает переход электрона от аниона к катиону и образование экситона [2, 5].

Таким образом, оптическое возбуждение электрона, связанное с экситонным поглощением, в ионных соединениях имеет в основе те же физические процессы, т. е. переход электрона от аниона к катиону, что и при реакции термического разложения вещества с ионным типом связи.

Одним из физически возможных способов радиационного повреждения структуры является ионизация аниона в кристаллической решетке и последующий захват электрона либо анионной вакансией, либо какой-либо другой ловушкой электронов.

В результате ионизации анион теряет химическую связь в соединении и тепловое движение выталкивает его из узла решетки.

Процесс радиационного повреждения структуры начинается с ионизации и потери химической связи анионом и заканчивается образованием дефекта решетки под действием тепловых колебаний или их флуктуаций. Начало реакций

термического разложения соединения — термоллиза или радиационного разрушения и фотолиза может быть одинаковым (ионизация аниона). Эти два вида нарушения химической связи и разрушения вещества: радиационное и термическое разложение, имеющие в основе физические процессы ионизации аниона, протекают с разной скоростью. В реакции термического разложения в пределе участвуют все молекулы вещества. В случае радиационного разрушения тела, при доступной мощности дозы, в реакцию вступает очень малая доля молекул тела. При сильных радиационных повреждениях их концентрация не превышает  $10^{19}$  повреждений в  $1 \text{ см}^3$ , т. е. меньше, чем одна молекула на  $10^4$ , поэтому процесс повреждения структуры протекает с малой скоростью.

Радиационные повреждения как физический процесс представляют собой регулируемую и замедленную реакцию термического разложения соединения, например, детонацию первичного ВВ. Изучение кинетики радиационных повреждений решетки может представлять собой масштабное копирование детонации ВВ и дает большие возможности для изучения его замедленного протекания во времени.

Радиационная физика твердого тела, с этой точки зрения, представляет физику процессов, регулируемую, замедленную реакцию термического разложения, или в пределе взрывного неизоэнтальпического разложения.

Если ионизация анионов в решетке может осуществляться при сжатии тел, то рассматриваемый процесс радиационного повреждения может моделировать образование дефектов в решетке при механическом нагружении.

Можно допустить, что при большой плотности потока нейтронов, осколков деления или гамма-излучения нейтрализации подвергнутся все анионы в теле, находящиеся на пути потока излучения из области ядерного взрыва. В результате нейтрализации анионов тела и образования экситонов теряется ионная химическая связь и тело разрушается путем тепловых флуктуаций. Произойдет замедленный взрыв облученного тела без экзотермической реакции. Таким образом, кроме обычного описываемого действия ядерного взрыва на тело следует еще учесть возможность его полного распада на атомы под действием потока ионизирующих излучений большой интенсивности с плотностью потока излучения, равной или превышающей поверхностную плотность атомов тела.

Реакция разложения произойдет за счет ионизирующего действия излучения и потери химической связи в молекулах.

Коэффициент поглощения радиации телом растет с увеличением суммы атомных номеров элементов, входящих в состав химического соединения. При таком замещении химических элементов уменьшается прочность связи, что облег-

чит разрушающее действие за счет энергии, запасенной телом в поле излучения. Описанное явление возможно только при кратковременном действии излучения. При длительной экспозиции запасенная в радиационных повреждениях энергия рассеивается вследствие слабой кулоновской связи между частицами.

Источником потока мощного излучения, способного вызвать экситонное возбуждение в каждой молекуле и разрушить ковалентные химические связи, может явиться электрический разряд соответствующих параметров, возбуждаемый в самом теле.

Из приведенных рассуждений следует, что устойчивость соединений при термическом разложении (термолиз) следует сопоставлять с радиационно-физической стойкостью и фотоллизом, а не радиационно-химической стойкостью и радиолизом. Этот тезис находится в согласии с наблюдаемым явлением, когда радиационно-химическая стойкость растет в ряду соединений с уменьшением энергии решетки, а термостойкость уменьшается [9—12].

Существенные трудности представляло объяснение большой скорости протекания реакции термического разложения на основе молекулярных процессов. Рассматриваемый экситонный механизм возбуждения реакции термического разложения соединений позволяет объяснить большую скорость детонации. Ионизация анионов происходит с помощью ультрафиолетового или мягкого рентгеновского излучения из области детонации, которое распространяется со скоростью света в этой среде. Затем, когда начинается реакция разложения в самом веществе, то излучение из этой области вызывает экситонное возбуждение на значительном расстоянии по радиусу от центра излучения.

Экситонное возбуждение будет распространяться также со скоростью распространения электромагнитного излучения в среде. Гипотеза о фотонном возбуждении реакции термического разложения высказывалась и ранее [5, 6].

Гипотеза о фотонном возбуждении реакции термолиза и ее частный вид — экситонное возбуждение — находится в согласии с опытами, в которых наблюдалось увеличение скорости детонации азида серебра при введении в решетку радиоактивного изотопа [10, 11, 12].

Кроме экситонного механизма возможен также и ионизационный механизм поглощения излучения, который будет сопровождаться фототоком. Экситонный и ионизационный механизмы поглощения фотонов в веществе могут объяснить большую скорость распространения реакции разложения соединения.

Характерным для детонации является кратковременность процесса и большая скорость протекания реакции. Если бы энергия реакции выделялась за более длительное время, то результатом реакции были бы другие превращения вещества, например, его нагревание или плавление. Экситонная гипотеза детонации находится в согласии с большой скоростью реакции.

Экситонное возбуждение вещества является началом реакции термического и радиационного разложения соединения. По этой причине изучение экситонного возбуждения, законов распространения экситонов, времени их жизни в разных условиях представляет научный и практический интерес. Зная энергию кристаллической решетки, можно описать направление процессов в ряду однотипных ионных соединений, т. е. предсказать, какие соединения будут менее термически и радиационно стойкими, а какие более стойкими, разложение каких соединений будет сопровождаться выделением большей величины энергии.

Взаимодействие экситонов с вакансиями можно применить для целей определения концентрации вакансий и других точечных дефектов в кристалле для целей дефектоскопии тел.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Воробьев. Изв. АН СССР. Сер. физ., XXIX, 362, 1965.
2. Свиридов. Фотохимия и радиационная химия твердых неорганических веществ. Ч. 1, Изд. «Высшая школа», Минск, 1964.
3. А. С. Баберкин. ЖРХ, 35, 373, 1961.
4. А. С. Баберкин. Физ. хим., вып. 2, ГХИ, 1959, стр. 164, Москва.
5. И. В. Верещинский, А. К. Пикаев. Введение в радиационную химию. АН СССР, М., 1963, стр. 301, 304, 305.
6. А. А. Воробьев, Е. К. Завадовская, В. В. Болдырев, И. Я. Мелик-Гайказян, П. А. Савинцев. Журн. Всесоюз. хим. общ. им. Д. И. Менделеева (1960), 5, № 5, 573.
7. А. А. Воробьев. Физические свойства ионных кристаллических диэлектриков. Кн. 1, Изд. ТГУ, Томск, 1960.
8. А. А. Воробьев. Радиационная устойчивость кристаллов щелочногалогенных соединений. Сб. «Действие излучения на материалы». Новосибирск, 1963.
9. J. E. Boyd, E. W. Graham, Q. W. Larsann. J. Phys. Chem., 66, 300 (1962).
10. F. B. Waddington. J. Instr. El. Eng., 6, 640 (1960).
11. G. Nehuing, R. Less, M. S. Matheson. J. Chem. Phys., 21, 664, 1953.
12. G. Cunningham, H. J. Heal. Nature, 179, 4568, 1021 (1957).
13. А. А. Воробьев. Изв. вузов, «Физика», 5, 133, 1967.

## § 11. ПЛАСТИЧНОСТЬ И ПРОЧНОСТЬ ПРИ ВЫСОКИХ СКОРОСТЯХ НАГРУЖЕНИЯ

Сопrotивление тел импульсному разрушению является важнейшей практической характеристикой для выяснения зависимости прочности от условий нагружения и кинетики разрушения.

Исследования закономерностей импульсного разрушения более детально производились на металлах. Некоторые из полученных закономерностей представляют интерес для изучения импульсной прочности минералов и горных пород.

В работе [1] исследовано сопротивление импульсному разрушению некоторых пластичных металлов в условиях значительного ограничения пластической деформации при времени действия разрывающих усилий порядка  $10^{-5}$  и  $10^{-6}$  сек.

Сила резания металлов с увеличением скорости вначале уменьшается и после достижения минимума возрастает. В области больших скоростей разрушения металла при резании с уменьшением времени процесса разрушения разрушающая сила растет по линейному закону [2]. Уменьшение силы с увеличением скорости резания, наблюдаемое для алюминия, до скоростей около 100 м/сек, вероятно, связано с уменьшением: потерь энергии на различные вторичные процессы при резании. Последующее возрастание силы с увеличением скорости и уменьшением времени разрушения материала определяется тем, что для разрушения материалов требуется определенная энергия. С уменьшением времени подвода энергии растет необходимая для разрушения мощность и разрушающая сила.

Отношение динамического предела текучести к статическому экспоненциально уменьшается с возрастанием статического предела текучести материала. Для материалов с невысоким пределом текучести, например, для мягкой стали, динамический предел текучести значительно превышает статический, тогда как для стали с более высоким пределом текучести это повышение мало. Величина отношения динамического предела текучести к статическому растет с увеличением скорости деформации по экспоненциальному закону.

По данным [3], проволока, статический предел текучести для которой составлял  $2800 \text{ кг/см}^2$ , при высокой скорости нагружения в продолжении 0,0001 сек выдерживала напряжения более  $4300 \text{ кг/см}^2$  без появления остаточных деформаций.

Согласно теории Герца распределения напряжения на стальной поверхности от давления стального шарика при

статической или динамической нагрузках одинаковы. Поэтому отношение динамического предела текучести к статическому равно отношению напряжений в соответствующих точках поверхностей контакта в начале появления текучести, т. е. при появлении отпечатка [3].

На рис. 1 дана зависимость отношения динамического предела текучести к статическому при разных значениях статического предела. Как видно, для сталей высокой прочности это отношение стремится к единице.

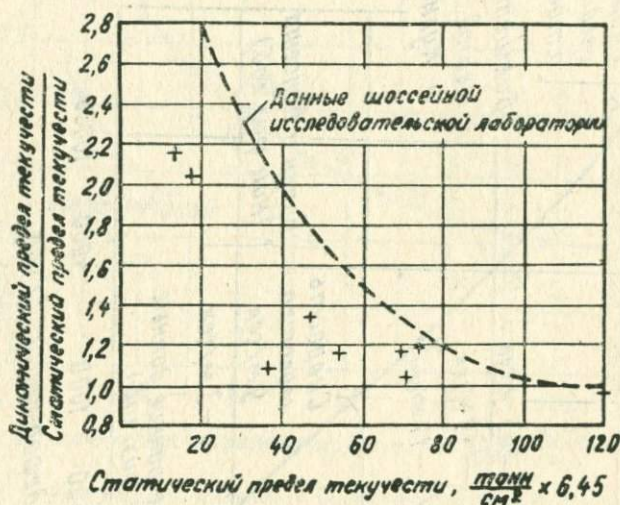


Рис. 1. Зависимость отношения динамического предела к статическому при разных значениях статического предела по [3]

На рис. 2 приведена зависимость отношения динамического предела текучести к статическому от скорости деформации по [3], из которой видно влияние скорости деформации на динамический предел текучести стали. Скорость деформации в  $\text{см}^{-1}$  определялась делением скорости движения конца образца на его длину. Продолжительность нагрузки составляла  $10^{-4}$  —  $10^{-3}$  сек.

Для стали увеличение динамического предела текучести за счет повышения скорости деформации является значительным. При средних скоростях растяжения 1240, 1530, 3000  $\text{сек}^{-1}$  отношение динамического предела текучести к статическому составляет соответственно 2,2; 2,4 и 2,6.

На рис. 3 представлена зависимость отношения динамического предела текучести к статическому в зависимости от величины статического предела текучести для стали и дюр-

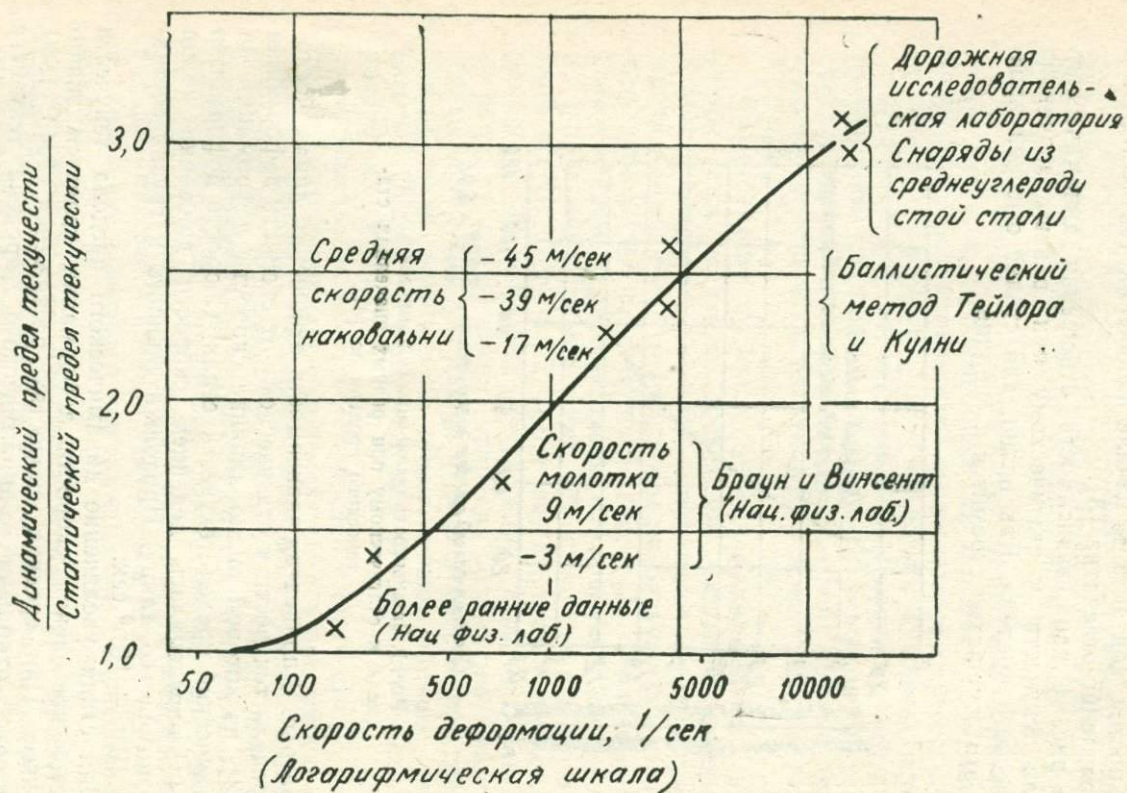


Рис. 2. Зависимость отношения динамического предела текучести к статическому от скорости деформации по [31]

алюминия. С увеличением статического предела текучести до  $18000 \text{ кг/см}^2$  величина этого отношения уменьшается до единицы.

Г. М. Козлов [6] описал методику и результаты исследования прочности и пластических свойств металлов при ударном нагружении на растяжение в диапазоне скоростей удара от 4 до 800 м/сек, охватывающем практически весь диапазон

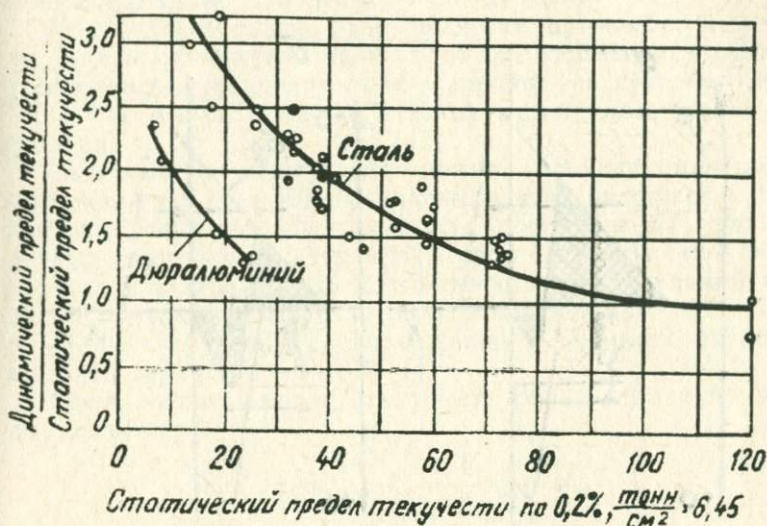


Рис. 3. Зависимость отношения динамического предела текучести к статическому от величины статического предела текучести для стали и алюминия по [3]

скоростей ударных нагрузок, воспринимаемых деталями современных машин. Предел прочности  $\sigma_B$  исследованных сталей при ударном нагружении выше, чем при статическом в два и более раз.

С увеличением скорости возрастания нагрузки  $V_p$  прочность в начале быстро растет (I стадия). Затем наступает замедление этого процесса и скорость нарастания прочности уменьшается.

При импульсном нагружении во время взрыва заряда ВВ возникают растягивающие тело напряжения за счет отражения волн сжатия от свободных поверхностей.

Страженная часть волны складывается при этом с той частью падающей волны, которая еще не дошла до отражающей свободной поверхности. На том участке, где результирующее растягивающее напряжение достигает величины сопротивления на разрыв, происходит разрушение тела.

На рис. 4 приведены схемы распределения напряжений  $\sigma$  вдоль оси  $x$  тела при прохождении падающей и отраженной волн, определяющих откол вблизи отражающей поверхности.

На рис. 4 эту величину  $\sigma_{\text{разр}}$  можно найти, если известны распределения напряжений в волне в функции от времени или координаты и расстояние поверхности разрушения от отражающей поверхности тела [1]. Зная это расстояние,

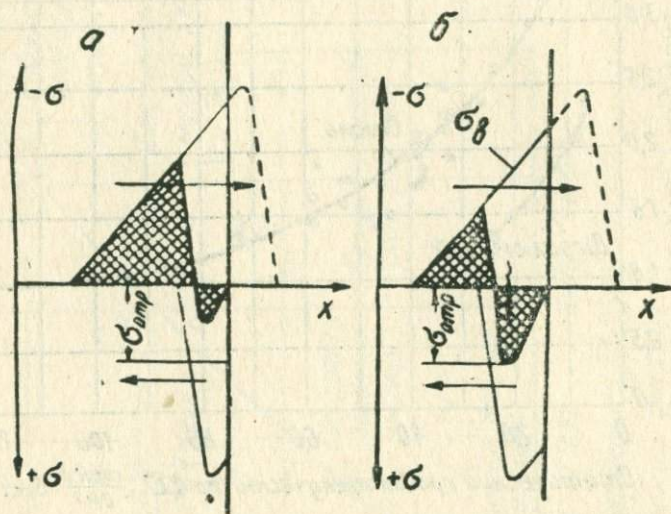


Рис. 4. Схемы распределения напряжений  $\sigma$  при прохождении падающей и отраженной волн, определяющих откол вблизи отражающей поверхности [1]

определяют время, необходимое волне, чтобы дважды пробежать его. Отложив найденный отрезок на нисходящей части кривой, начиная от ее вершины, можно определить напряжение  $\sigma_B$  на рис. 4б, вычитанием которого из максимальной амплитуды и определится величина  $\sigma_{\text{разр}}$ .

В третьей стадии также и при статической нагрузке может наступить насыщение в ходе рассматриваемой зависимости, а для некоторых материалов, например, стали 45ХН в высокоотпущенном состоянии при достижении скорости нагружения  $V_p = 25 \cdot 10^6$  кг/сек прочность  $\sigma_B$  начинает даже уменьшаться.

В диапазоне небольших скоростей возрастания нагрузки одновременно с повышением прочности наблюдается и увеличение относительного удлинения, т. е. имеется пластическая деформация и наклеп материала. При более высоких скоростях нагружения относительное удлинение начинает

плазно снижаться, т. е. разрушение происходит при меньшей пластической деформации, а импульсная прочность сталей продолжает расти.

У некоторых сталей после достижения более высокой скорости нагрузки наблюдается более резкое уменьшение относительного удлинения и одновременно происходит снижение импульсной прочности. Эти явления свидетельствуют о переходе стали в более хрупкое состояние.

По исследованиям [5] импульсная прочность стали так же, как и статическая зависит от ее состава и структуры. Наибольшую прочность при скорости нагружения 450—750 м/сек имела сталь 30Х2Н2МА в высокоотпущенном состоянии.

Зависимости между значениями времени пребывания материала до достижения максимального напряжения и величиной максимальной прочности построены [1] для различных материалов. Эту зависимость приближенно можно принять как зависимость долговечности от измеряемой прочности образца. Измерения производились при воздействии механических усилий в продолжении 1—3 мксек, возникающих при взрыве заряда ВВ [1].

Напряжения в волне могут быть определены с помощью выражения

$$\sigma = \rho_0 \cdot c \cdot U = \frac{1}{2} \rho_0 \cdot c \cdot V,$$

где  $\rho_0$  — плотность вещества перед фронтом волны,

$c$  — скорость ее фронта (волновая скорость),

$U$  — скорость перемещения частиц вещества за фронтом (массовая скорость) и

$V$  — скорость перемещения поверхности свободного торца при отражении от нее волны, которая может быть принята равной удвоенной массовой скорости.

Экспериментальные исследования напряжений при импульсных нагрузках проводятся в основном путем измерения этой скорости [1].

Величина разрушающего напряжения вычисляется как

$$\sigma_{\text{разр}} = \rho_0 \cdot c (U_{\text{max}} - U_B),$$

где  $U_{\text{max}}$  и величина  $U_B$ , отвечающая моменту разрыва, определяются из зависимости  $U = f(t)$ , получаемой экспериментально. Для вычисления  $\sigma_{\text{разр}}$  и построения кривых  $\sigma = f(t)$  используются табличные данные для  $\rho_0$  и скорости звука в полупространстве

$$c = \left[ \frac{E}{\rho} \frac{1 - \mu}{(1 + \mu)(1 - 2\mu)} \right]^{0,5},$$

где  $E$  — модуль нормальной упругости, а  $\mu$  — коэффициент Пуассона.

На рис. 5 представлена зависимость длительности переднего фронта импульса от амплитуды для исследованных восьми металлов, построенной по [1]. Однозначной зависимости по этим данным не получено.

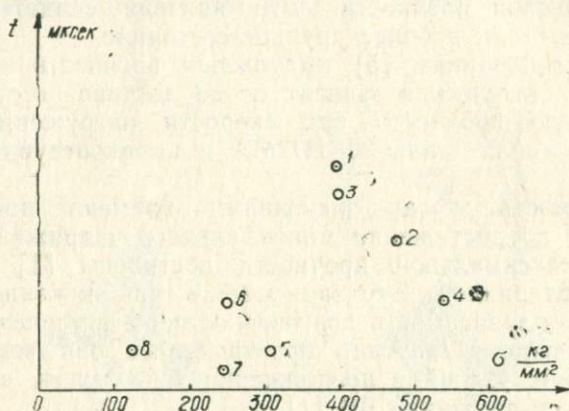


Рис. 5. Зависимость между длительностью пребывания образца до наступления максимального напряжения и максимальной прочностью образцов по [1]

На рис. 5, 6, 7, 8 представлены зависимости напряжения от времени  $\sigma = f(t)$  для стали, алюминия и свинца. Продолжительность нарастания нагрузки измерялась для образцов из Al от 0,1 мксек до 1,6 мксек для технически чистого железа. Обращает внимание, что передний фронт импульса напряжения в более упругих материалах (стали и техническом железе) в два — три раза длиннее, чем в более пластичных материалах: алюминии, меди и свинце. Задний фронт импульса напряжения, наоборот, более короткий у более упругих материалов (сталей) и много длиннее в пластичных материалах. Эта трансформация импульса находится в согласии с общей теорией многоскоростных волн.

Из табл. 1 следует также вывод. Импульсная прочность при растяжении  $\sigma_{\text{разр}}$  образцов так же, как  $\sigma_{\text{max}}$  — максимальное осевое давление на свободном конце образца располагается в том же порядке, что и статическая прочность материалов. Имеющиеся отклонения от этой закономерности научного объяснения не получили.

Импульсная прочность  $\sigma_{\text{разр}}$  при растяжении превышает статическую прочность материала  $\sigma_B$  и значение предела

Сопротивление разрушению при импульсном нагружении по [1]

Таблица 1

Материал	Состояние	Механические свойства при							
		статическом нагружении, кг/мм <sup>2</sup>				импульсном нагружении, кг/мм <sup>2</sup>			
1. Сталь У10	Закаленная с низким отпуском	514	-	-	175	510	48 <sup>0</sup>	1,0	255
2. Сплав ВТЗ	Отожженный	285	75	80	116	450	32 <sup>0</sup>	0,7	-
3. Сталь 45	Нормализованная	168	34	66	100	345	24 <sup>5</sup>	1,2	-
4. Технически чистое железо	Нормализованное	105	22	33	91	365	27 <sup>0</sup>	1,6	115
5. Медь М1	Отожженная	48	8	17	51	285	13 <sup>5</sup>	0,2	48
6. Сплав В95	Термообработан	96	22	35	40	190	11 <sup>5</sup>	0,6	68
7. Алюминий	Отожженный	22	3,5	6,5	20	145	14 <sup>5</sup>	0,1	-
8. Свинец	-	-	-	2	-	110	6 <sup>0</sup>	0,4	-

текучести при линейном напряженном состоянии  $\sigma_t$ . Наиболее сильно превышение импульсной прочности  $\sigma_{p \text{ азр}}$  над статической  $\sigma_B$  наблюдается для алюминия и свинца. Это превышение является следствием того, что при статическом испытании эти характеристики определяются при линейном напряженном состоянии. При импульсном нагружении имеет место объемное напряженное состояние. Другое важное обстоятельство, на которое обращают внимание [1], — кратковременность действия напряжения (на 8—10 порядков меньше, чем при статическом нагружении).



Рис. 6, 7, 8. Зависимость напряжения от времени для стали, алюминия и свинца по [1]

В опытах [1], несмотря на большую скорость нагружения, разрушение было хрупким, так как величины  $\sigma_{zt}$  предела пластичности при объемном напряженном состоянии значительно ниже соответствующих величин  $\sigma_{разр}$ .

Измерение твердости металлов до и после прохождения волны вблизи от толщины разрыва показало небольшое, но явное возрастание твердости материала. Этот результат свидетельствует о приобретении образцом наклепа за время опыта и, следовательно, о накоплении кристаллической решеткой заметных искажений после пластического деформирования импульсом напряжения. Поэтому определенная величина  $\sigma_{разр}$  не являлась хрупкой прочностью, а разрыв образцов не был хрупким.

Из этих результатов следует важный вывод, что динамические характеристики неоднородных ослабленных материалов более чувствительны к скорости нагружения, чем характеристики более однородных, менее дефектных материалов, т. е. величина импульсной механической прочности так

же, как и статической, является структурно-чувствительной характеристикой материала.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Ф. Витман, М. И. Иванова, Б. С. Иоффе. ФММ, 18, 717 (1964).
2. В. Д. Кузнецов, Р. Д. Полосаткин, М. П. Колашников. ФММ, 10, 425 (1960).
3. Дж. Тэйлор. Испытания материалов при высоких скоростях нагружения. Сб. «Механика», III, ИЛ, Москва, 1950, стр. 196.
4. В. Kinsan. Proc. Roy. Soc., Ser. A 74, 498 (1905).
5. Г. М. Козлов. Завод. лаборатория. II, 1284 (1960).

#### § 12. ИЗМЕНЕНИЕ ПРОЧНОСТИ ПОРОД ПРИ РАЗНОЙ СКОРОСТИ НАГРУЖЕНИЯ

Развитие техники высоких скоростей вызвало интерес к изучению свойств материалов при динамическом нагружении. Знание механических свойств горных пород в различных условиях деформирования при статическом и динамическом нагружении необходимо для разработки техники и технологии процессов разрушения горных пород, бурения на большие глубины, изучения и прогнозирования землетрясений, а также прогнозирования проблем геологии. Особенностью динамических нагружений является не только кратковременность нагружения, но также изменение во времени и перемещение материала в объеме полей напряжений [1]. Импульсы напряжений распространяются через тело в виде упругих волн. В каждой рассматриваемой точке нагруженного тела напряжения в данный момент определяются прохождением волн или их суперпозицией.

Сложность анализа процессов заключается в том, что при динамических нагрузках с высокой напряженностью могут значительно изменяться свойства горных пород. Закономерности изменений свойств материалов пока еще изучены недостаточно. Во многих случаях результаты исследований противоречивы. Поэтому пока невозможно удовлетворительно описать истинную картину влияния скорости нагружения и величины амплитуды напряжения на свойства материалов и горных пород.

Различие величины прочности при нагружении горных пород с различной скоростью обусловило введение в расчетную практику понятия коэффициента динамичности [2].

Интенсивно изучается влияние скорости приложения нагрузки на физико-механические свойства, неупругое поведение, прочность, разрушение горных пород, а также

энергоёмкость процессов их разрушения. Влияние скорости деформирования на пластические свойства горных пород в условиях динамического нагружения исследовано мало. При испытании материалов в диапазоне малых или статических скоростей деформирования при всестороннем сжатии отмечался рост пластичности и снижение прочности или предела текучести при уменьшении скорости нагружения [3].

Ударная вязкость биотитового гранита зависит от скорости удара по [5]. С повышением скорости удара до 5 м/сек на маятниковом копре ударная работа излома (ударная вязкость) сильно возрастает. По данным [6], энергоёмкость процесса разрушения при вдавливании цилиндрического пуансона в различные породы в условиях динамического нагружения больше по сравнению с затратами энергии на статическое вдавливание. Вероятно, эта разница связана не только с затратой энергии на преодоление инерции пуансона.

В работе [7] приведены результаты исследований различных по свойствам горных пород на копре с падающим грузом при скоростях соударения до 22 м/сек. Усилия, возникающие при ударе, деформация породы, истинная скорость соударения и скорость отскока не измерялись. Влияние скорости соударения на процесс разрушения определялось по глубине лунок разрушения и величине объемной работы разрушения. В работу разрушения переходит часть потенциальной энергии падающего тела ударника.

В этих опытах получено уменьшение в два-три раза энергоёмкости процесса разрушения с увеличением скорости соударения от 3 до 6—7 м/сек. Интересно отметить, что при скоростях  $10^{-6}$  до 3 м/сек объемная работа разрушения возрастает в 10 и более раз. Это явление не получило удовлетворительного объяснения. Разрушение породы сколом требует меньшей затраты энергии, чем разрушение путем вдавливания пуансона.

По данным [8], величина энергии, затраченная на разрушение угля вдоль слоев, при статическом нагружении меньше, чем при динамическом. Эта разница объяснена увеличением сопротивления пород пластической деформации и разрушению с ростом скорости нагружения. Развиваемое объяснение механизма разрушения пород при вдавливании исходит из предположения, что как при статическом, так и динамическом вдавливании под пуансоном образуется уплотненное ядро. В теории упругости при таком виде нагружения высчитывается распределение напряжений, которое будет определять форму уплотненного ядра. В результате его расширения в плоскости, приблизительно перпендикулярной направлению действия силы вдавливания, возникают первые

трещины разрушения породы, как это наблюдалось в работах [9].

Удельные затраты энергии при статическом и ударном склизании угля и глинистого сланца, полученные [10], показывают, что энергоёмкость при динамическом разрушении выше, чем при статическом. К такому же выводу для горных пород Березовского рудника пришел В. Ф. Зинин [11].

В работе [12] в диапазоне скоростей удара 0,54 до 1,84 м/сек отмечено уменьшение энергоёмкости процесса разрушения при увеличении скорости удара. В пределах исследуемых скоростей соударения установлено увеличение зон разрушения пород пропорционально третьей степени скорости удара. С ростом потенциальной энергии ударника уменьшается энергоёмкость процесса разрушения. Вероятно, эта закономерность наблюдается как следствие увеличения трещиноватости с повышением энергии удара. При увеличении последней за счет скорости соударения наблюдалось уменьшение энергоёмкости разрушения, опережающее рост энергии. На основании этих результатов в работе сделан вывод о необходимости форсировать режимы разрушения как по нагрузке, так и по скорости для увеличения эффективности разрушения пород.

В работе [13] показано, что затраты энергии на разрушение, энергоёмкость динамического вдавливания значительно превышают энергоёмкость разрушения при статических испытаниях. Не обнаружено существенных различий между значениями усилий, необходимых для разрушения породы в условиях статического и динамического нагружения. Найдено, что время  $t_{\max}$  достижения максимальной разрушающей нагрузки изменяется обратно пропорционально скорости соударения  $V$ , т. е.  $t_{\max} \approx V^{-1}$ .

Увеличение энергоёмкости процесса разрушения горных пород с ростом скорости деформирования при ее изменении в небольших пределах найдено во многих работах [1].

Влияние скорости нагружения на механические свойства пород зависит от многих факторов [1]. Установлено, что состав, структура пород и характер напряженного состояния влияют на зависимость прочности пород от скорости.

Для пористых малопрочных пород и грунтов даже при небольших скоростях деформирования в условиях динамического нагружения наблюдается заметный рост прочности с увеличением скорости нагружения. Например, отмечается рост сопротивления резанию грунтов при изменении скорости резания в пределах от 1 до 8 м/сек. [14].

Обнаружено различие в характере зависимости прочности некоторых материалов от скорости нагружения при разных видах напряженного состояния. Например, при испы-

тании металлов на одноосное сжатие в условиях динамического нагружения установлен больший рост сопротивления деформации, чем при испытании вдавливанием. Сравнение результатов испытаний для одноосного сжатия при статическом нагружении и взрывном показывает более чем десятикратное увеличение сопротивления деформации в последнем случае [1].

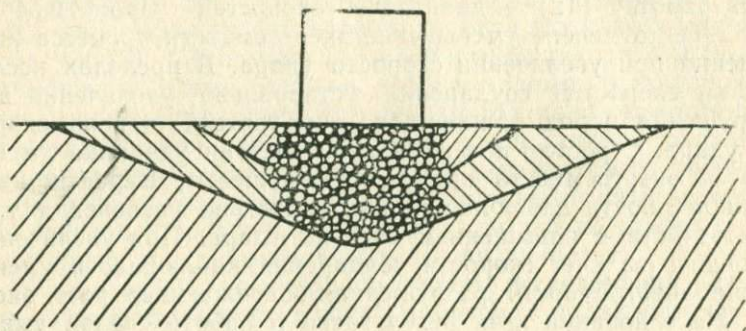


Рис. 1. Схема кратера в гранитном блоке после взрыва заряда ВВ

Качественное рассмотрение деформаций породы при взрыве показывает, что поле деформации, вызванное взрывом заряда ВВ на поверхности массива горной породы, обладает сходством с полем деформаций при вдавливании в породу пуансона при малой скорости нагружения.

На рис. 1 показан кратер, образовавшийся после взрыва ВВ на его поверхности [15]. Порода в месте контакта сильно раздроблена, а более удаленные участки разрушены на сравнительно крупные куски. В зоне, примыкающей к области взрыва, наблюдаются также для взрывного действия явления, определяемые высокими давлениями до  $10^6$  кг/см<sup>2</sup> и температурами до 5500°С [16].

В общих чертах реакция материала на взрыв характеризуется кратко следующим образом. Вблизи поверхности взрыва под действием высокого давления происходит сжатие материала, которое при ослаблении снимается. Пластическая деформация этой зоны успевает произойти и сохраняется. Затем в материале возникает волна разряжения с крутым фронтом длительностью несколько микросекунд. Скорость распространения такой волны с крутым фронтом превышает в несколько раз скорость звука в данной среде. На расстоянии 20—30 радиусов заряда скорость распространения волны уменьшается до звуковой [16].

На рис. 2 приведена зависимость предела текучести  $\sigma_0$  мрамора от скорости деформирования  $V$  [1] при величине всестороннего сжатия ( $400/500$  кг/см<sup>2</sup>) и предела прочности  $\sigma_{ож}$  при одноосном сжатии. На рис. 3 представлена зависимость между относительной продольной деформацией мрамора при разных величинах всестороннего сжатия и скоростью деформирования — относительная деформация. Предел текучести материалов с ростом скорости нагрузки растет. При скорости деформирования 55 м/сек и боковом давлении 720 кг/см<sup>2</sup> разрушение мрамора происходило без признаков пластической деформации. Разрушающая нагрузка составляла 5530 кг/см<sup>2</sup>.

При одноосном сжатии и испытании каменной соли при разных скоростях деформирования отмечено много общих черт с особенностями деформирования мрамора. Так, например, рост прочности в условиях одноосного сжатия и предела текучести при всестороннем сжатии с увеличением скорости деформирования наблюдается как для мрамора, так и у поликристаллической каменной соли.

Предполагается, что качественное и количественное сходство в процессе деформации минерала каменной соли и горной породы — мрамора при динамическом нагружении, вероятно, связано с близкими микроструктурными изменениями при их пластической деформации или хрупком разрушении в условиях всестороннего сжатия, развитием внутрикристаллитного (трансляционного) скольжения, выявляемого оптическими методами или при облучении  $\gamma$ -лучами и т. д. При одноосном и всестороннем сжатии пористого известняка с увеличением скорости деформации происходит уплотнение материала и рост его прочности.

Упругие характеристики для пористых пород, полученные при динамическом нагружении, значительно отличаются от характеристик, полученных при статическом испытании. Для более плотных пород эта разница значительно меньше [17]. Увеличение скорости влияет на процесс деформации и разрушения горных пород: возрастает предел текучести, а следовательно, и уменьшение пластичности пород при одной и той

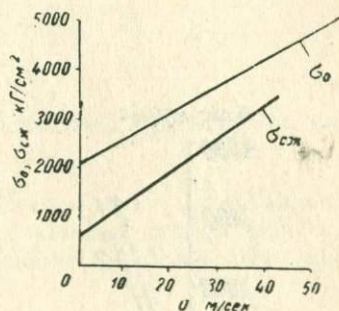


Рис. 2. Зависимость предела текучести  $\sigma_0$  и предела прочности  $\sigma_{ож}$  мрамора от скорости деформирования  $V$  по [1]

же величине всестороннего сжатия, сокращение времени достижения разрушающей нагрузки.

При испытании образцов в матрицах у пластичных пород с ростом скорости время достижения максимальной деформации начинает существенно отличаться от времени достижения максимальной нагрузки, т. е. наклон кривой на диаграмме деформации в пластической области становится отрицательным.

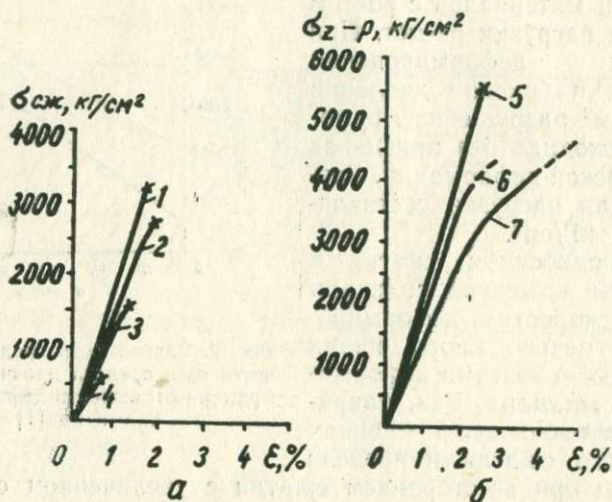


Рис. 3. Деформация мрамора при разных величинах всестороннего сжатия и скоростей деформирования: а — одноосное сжатие, б — испытание в матрицах 1 —  $V = 45$  м/сек, 2 —  $V = 28$  м/сек, 3 —  $V = 16$  м/сек, 4 — статические испытания: 5 —  $V = 55$  м/сек,  $P_{\max} = 720$   $\text{кг/см}^2$ , 6 —  $V = 18$  м/сек,  $P_{\max} = 520$   $\text{кг/см}^2$ , 7 — статические испытания:  $P_{\max} = 2200$   $\text{кг/см}^2$

При испытании на одноосное сжатие получено, что в области, предшествующей разрушению, рост поперечных деформаций определяет рост продольных деформаций, коэффициент Пуассона превышает 0,5, т. е. в процессе деформации происходит увеличение объема.

Такое явление отмечалось при одноосном сжатии горных пород. Увеличение объема образца перед разрушением объясняют возникновением пластической деформации. Увеличение объема отмечали также и в опытах на продольное сжатие при боковом давлении. В этом случае оно наблюдается значительно раньше, чем при одноосном сжатии, а именно сразу после достижения предела текучести. Наблю-

давшееся увеличение объема в процессе всестороннего сжатия осадочных пород было объяснено возникновением микротрещины по границам зерен [1].

Изменение времени релаксации  $\tau$  в зависимости от напряжения  $\sigma$  и скорости деформации  $\frac{d\varepsilon}{dt}$  при помощи уравнения Максвелла определяется условием

$$\frac{d\sigma}{dt} = E \cdot \frac{d\varepsilon}{dt} - \frac{\sigma}{\tau},$$

где  $E$  — модуль упругости.

Величины  $\frac{d\sigma}{dt}$ ,  $\frac{d\varepsilon}{dt}$  и  $\sigma$  определяются экспериментально, затем вычисляется  $\tau$ .

В табл. 1 [1] представленные данные дают представление о возможном порядке величины времени релаксации  $\tau$  и служат основанием для использования изложенных представлений.

Таблица 1

Скорость соударения, м/сек	Контактное напряжение, кг/мм <sup>2</sup>	Скорость изменения контактн. напряж., кг/мм <sup>2</sup> сек	Скорость деформир., мм/сек	Время релаксации, сек	Время достижения разрушающ. нагрузки, сек
15,9	1,3 · 10 <sup>3</sup>	6,5 · 10 <sup>4</sup>	3,26 · 10 <sup>2</sup>	13 · 10 <sup>-3</sup>	20 · 10 <sup>-5</sup>
31,8	2 · 10 <sup>3</sup>	2 · 10 <sup>5</sup>	1,46 · 10 <sup>3</sup>	7,4 · 10 <sup>-5</sup>	8,9 · 10 <sup>-5</sup>

Величины времени релаксации  $\tau$  получились соизмеримыми с длительностью изучаемого процесса, т. е. времени достижения разрушающей нагрузки.

При увеличении скорости соударения путем вдавливания штампа в каменную соль, кварцит, известняк и мрамор отмечен рост прочности, а у пластичных пород также и увеличение предела текучести. Рост прочности незначителен до скоростей 20—30 м/сек, а характер его зависимости от свойств пород меняется в определенных пределах.

При скоростях соударения выше 30 м/сек происходит усиление наблюдаемой зависимости. Качественно явление уплотнения наблюдается для всех пород.

При скоростях соударения до 30 м/сек пластичные породы: мрамор и каменная соль, имеющие незначительную пористость до 0,5%, так же, как и металлы, деформируются главным образом за счет внутрикристаллитного скольжения.

Поэтому по аналогии с металлами можно предположить, что с ростом скорости деформирования у этих пород увеличи-

вается степень искажения кристаллической решетки, что приводит к росту напряжений.

Влияние релаксации напряжений на процесс деформации с ростом скорости деформирования уменьшается. При больших скоростях соударения возможно хрупкое разрушение без заметной пластической деформации, как это наблюдалось для мрамора при скорости соударения 40 м/сек. Каменная соль при таких скоростях еще обнаруживала пластические свойства. С увеличением скорости соударения уменьшается время деформации и уменьшается коэффициент пластичности материала (пластичность). Для каменной соли с ростом скорости соударения увеличивается общая деформация до разрушения, а пластичность уменьшается.

В связи со снижением пластичности у каменной соли при динамическом нагружении разрушение является хрупким [1].

Пластическая деформация при этом уменьшается с увеличением скорости. Возможно, что уменьшение пластичности каменной соли при увеличении общей деформации до разрушения с увеличением скорости нагрузки связано с опережающим ростом предела текучести по сравнению с увеличением твердости.

Так как с увеличением скорости нагружения растет величина упругой деформации, запасенной упругой энергии, то, по этим данным, увеличение энергоемкости и бризантности при динамическом нагружении и разрушении твердых тел возможно объяснить действием этой упругой энергии.

Это одна из возможных причин увеличения энергоемкости при разрушении тел, нагружаемых динамически по сравнению с энергоемкостью процесса разрушения при статическом нагружении.

Для мрамора с ростом скорости деформирования сначала наблюдается увеличение, а затем уменьшение общей величины деформации [1]. Аналогичное явление описано и для некоторых металлов. В этом отношении поведение мрамора отличается от поведения других плотных пород, у которых деформация до разрушения возрастает при увеличении скорости деформирования (каменная соль, кварцит).

При высоких скоростях деформирования более 40 м/сек мрамор деформируется упруго вплоть до разрушения.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Павлова, Л. А. Шрейнер. Разрушение горных пород при динамическом нагружении. Изд. «Недра», М., 1964.
2. Л. И. Барно, Г. М. Веселов, Ю. Г. Коняшин. Экспер. исследов. процессов разрушения горных пород ударом. Изд. АН СССР, М., 1962, стр. 145.

3. Б. В. Байдюк, Л. А. Шрейнер, Л. И. Лагун. Исследование деформационных осадочных шорных пород Волго-Уральской нефтегазодобывающей области. Сб. «Эксп. исслед. в области разработки глубоких нефтяных и газовых месторождений». Изд. АН СССР, М., 1964.

4. В. С. Владиславлев. Разрушение пород при бурении скважин. Гостопиздат, 1958.

5. Р. П. Белякин. Испытание камня для дорожного покрытия. Киев, изд. УССР, 1934.

6. Л. А. Шрейнер. Физические основы механики горных пород. М., Гостоптехиздат, 1950.

7. И. А. Остроушко. Разрушение горных пород при бурении. М., Госгеолтехиздат, 1952.

8. А. А. Борисова. Разрушение углей и горных пород ударной нагрузкой. Сб. «Расчеты, констр. и испытание горных машин», № 2, М., Углетехиздат, 1955.

9. А. А. Воробьев, Е. К. Завадовская. Электрическая прочность твердых диэлектриков. ГИТТЛ, М., 1956.

10. С. Л. Загорский. Разрушение горных пород ударом. Сб. «Разрушение углей и пород». М., Углетехиздат, 1958.

11. В. Ф. Зинин. Исследование энергоемкости разрушения горных пород Березовского рудника динамической и статической нагрузками. Сб. «Сопrotивляемость горных пород разрушению при добычании», М., изд. АН СССР, 1962.

12. Р. М. Эйгеле. О некоторых закономерностях динамического внедрения зубьев долот в породу. Нефт. хоз-во, № 8, 1956.

13. I. V. Pennington, *Petroleum Engin.*, 26, № 5, 1954.

14. Г. И. Клиопа. Влияние скорости на сопротивление копанью и технико-экономические параметры. ТР. МИСИ, № 39, М., Госгортехиздат, 1961.

15. Д. С. Райнхарт, Д. Пирсон. Поведение металлов при импульсных нагрузках. М., ИЛ, 1958.

16. К. Б. Броберг. Ударные волны в упругой и упруго-пластической среде. М., Госгортехиздат 1959. Сб. «Вопросы теории разрушения горных пород действием взрыва». Изд. АН СССР, 1958.

17. Б. П. Беликов. Сб. «Исслед. физико-мех. свойств горных пород». В. 43, изд. АН СССР, 1969.

### § 13. ЗАВИСИМОСТЬ ЗНАЧЕНИЯ ЭНЕРГИИ РАЗРУШЕНИЯ ОТ СКОРОСТИ НАГРУЖЕНИЯ

В условиях медленного нагружения подводимая энергия затрачивается на уплотнение материала, упругое и пластическое деформирование и образование дефектов решетки, частично на тепловые и звуковые процессы и, наконец, разрушение тела.

В условиях динамического нагружения меньше энергии затрачивается на все вторичные процессы, так как уменьшается время их течения. В некоторых материалах увеличивается величина упругой энергии, запасаемой в теле, потому что растет общая величина упругой деформации тела до разрушения; значение энергии, затрачиваемой собственно на разрушение тела, вероятно, не зависит от скорости нагружения.

При больших скоростях нагружения приобретает значительный вес энергия смещаемых масс и кинетическая энергия их перемещения. Эти процессы будут изменяться пропорционально увеличению кинетической энергии, т. е. пропорционально квадрату скорости смещаемых масс и плотности материала.

В области скоростей деформирования выше 30 м/сек увеличивается различие в значении части энергии, затрачиваемой на протекание разных процессов. Для мрамора, известняка установлено уменьшение величины полезно затраченной энергии. Это является результатом уменьшения деформации до разрушения и является следствием локализации процесса разрушения в малых объемах при высоких скоростях. С увеличением скорости деформирования происходит возрастание потерь энергии на протяжении некоторых процессов.

Значение величины энергии разрушения на единицу разрушенного объема возрастает с увеличением скорости нагружения для всех испытанных пород.

Эта закономерность связана с тем, что объем разрушения с повышением скорости увеличивается медленнее, чем затраты энергии [1]. В общем можно сказать, что влияние скорости нагружения на физико-механические характеристики больше для малопрочных высокопластичных или пористых пород (каменной соли, известняка), чем для более прочных тел мрамора и кварцита. Аналогичные выводы сделаны также и при изучении свойств металлов [1, 2].

Увеличение прочности металлов с ростом скорости деформирования (фактор динамичности) возможно объяснить и различной степенью влияния дефектов структуры на прочность тела. Чем больше скорость процесса нагружения, тем меньшая часть дефектов участвует в деформационном процессе.

В условиях всестороннего сжатия, когда улучшается сплошность тела, указанное влияние дефектов мало заметно. С увеличением скорости нагружения горных пород происходит отставание необратимых деформаций от действующих напряжений и релаксационных процессов.

Влияние частоты ударов и усталости горных пород на энергоемкость процесса разрушения также не имеет еще определенного общего решения.

В работе [3] указывается, что оценка сопротивляемости горных пород по величине объемной энергоемкости не характеризует степень разрушения материала. Параметрами, характеризующими степень дробления породы под действием динамической нагрузки, могут быть: а) суммарная вновь образованная поверхность и б) объемный выход продуктов

разрушения, прошедших через сито с отверстиями заданного диаметра при испытании образцов, высота которых равняется их диаметру.

Экспериментальные данные показали, что величина суммарной вновь образованной поверхности зависела от энергии удара, а удельная поверхностная энергоемкость оказалась практически одинаковой для всех значений скорости нагружения. При разрушении вязких материалов: канифоли, гипса и цемента удельная поверхностная энергоемкость с увеличением скорости нагружения уменьшилась в несколько раз.

Оценку эффективности разрушения горных пород при ударном разрушении рекомендуют производить путем сравнения величины энергии, затраченной как на образование новой суммарной поверхности, так и на образование разрушенного объема. Первый способ оценки лучше применять при высокой степени измельчения разрушаемых тел, второй при относительно крупном дроблении материала [4].

Таблица 1

Соотношение масс бойка и штампа	Энергия бойка, кг/м	Энергия, переданная бойком штампу при разрушении мрамора, кг/м
0,8	4,9	4,6
0,9	12,6	4,9
1,9	13,9	9,8
1,1	14,1	14,0
2,0	20,9	18,3

По [4] для хрупких материалов сжатие кубиков кристаллов является методом разрушения, характеризующимся минимальными потерями энергии. Динамическое разрушение становится столь же эффективным, как статическое раздавливание лишь в случае, когда величина ударной нагрузки оптимальна.

В работе [5], исходя из теоретического анализа процесса разрушения металлов, сделан вывод, что энергия, необходимая для разрушения тела, уменьшается с увеличением скорости нагружения.

Величина энергии, затраченной на разрушение тела, зависит от массы бойка и скорости удара, т. е. инерционных сил.

Для всех испытываемых пород величина переданной бойком штампу энергии достигала максимума при равенстве масс бойка и штампа, уменьшаясь по мере отклонения масс от единицы, как это видно из табл. 1, где представлены

величины энергии, переданные бойком штампу, стоящему на мраморе.

Величина переданной энергии изменялась в зависимости от свойств разрушаемой породы. Как правило, коэффициент передачи энергии был выше при разрушении более пластичных пород.

По [6, 7] эффективность разрушения песчаников падающим грузом при одинаковой кинетической энергии удара существенно зависит от скорости нагружения. При высокой скорости и малой массе бойка разрушающее действие было больше, чем при меньшей скорости бойка, но большей его массе.

С увеличением скорости бойка максимум кривой гранулометрического состава дробленого материала смещался в сторону более мелких фракций. К таким же выводам пришел и [8], изучавший статическое и ударное разрушение магнезита, гранита, базальта, строительного кирпича и бетона. При одинаковой величине энергии удара более легкий боек дает большее разрушение, чем более тяжелый, падающий с меньшей высоты. Значительной разницы в энергоемкости разрушения при статическом или динамическом нагружении не установлено.

В работе [9] исследовались прочность и пластичность горных пород и затраты энергии на разрушение при скорости нагружения от  $10^{-6}$  до 53 м/сек. Измерения произведены на мраморе, кварците и пористом известняке, каменной соли и проч. С возрастанием скорости нагружения растут разрушающие напряжения для пластичных пород мрамора и известняка в области меньших скоростей, а кварцита — более высоких скоростей нагружения.

При малых скоростях нагружения значения прочности и предела текучести мрамора возрастают относительно медленно, при высоких скоростях наблюдается резкое повышение твердости с увеличением скорости нагружения.

Деформация пород с увеличением скорости нагружения до 10–12 м/сек возрастает приблизительно пропорционально величине энергии, затраченной на разрушение мрамора. При больших же скоростях деформация мрамора уменьшается, наблюдается резкое снижение пластических свойств материала. Мрамор переходит из пластично-хрупкого состояния в хрупкое состояние.

В [1] рассматривается зависимость предела текучести каменной соли от скорости деформирования при вдавливании штампов. Предел текучести материала с увеличением скорости деформирования растет. Твердость каменной соли с увеличением скорости деформирования также повышается. Такой же ход зависимости указанных величин наблюдается для

мрамора, имеющего другие физико-химические характеристики, чем каменная соль.

Одинаковый ход рассматриваемых зависимостей для минерала (каменной соли) и горной породы (мрамора), вероятно, обусловлен наличием общности процессов, определяющих изучаемые явления и получаемые явления и закономерности. Приведенный материал представляет возможности весьма полного моделирования физико-химических явлений в горных породах при проведении исследования [1].

С увеличением скорости деформирования каменной соли штампом в пределах 17, 24 и 31 м/сек увеличивается деформация образца до разрушения и уменьшается время до разрушения, растут усилия, при которых заканчивается разрушение.

В [1] отражена зависимость объемной работы разрушения каменной соли от скорости деформирования. При малой скорости деформирования до 10 м/сек удельная объемная работа разрушения мала, а скорость ее возрастания с увеличением скорости нагружения велика. Затем наблюдается медленное возрастание объемной работы разрушения при повышении скорости нагружения. Одновременно наблюдается уменьшение зоны разрушения. Вероятно, такой характер разрушения обусловлен тем, что после достижения некоторой скорости нагружения все большая часть энергии из зоны разрушения выносится упругими волнами, так как с повышением скорости нагружения растут упругие свойства тел.

Энергоемкость процесса разрушения возрастает с ростом скорости нагружения. К.п.д. процесса разрушения, рассчитанный по затраченной энергии, с ростом скорости нагружения уменьшается. Влияние скорости нагружения на показатели механических свойств горных пород, полученные при испытаниях, связано с пластичностью пород. Чем выше пластичность пород, тем ниже значения скорости нагружения, при которых проявляется их влияние на величину получаемых механических характеристик [4].

Указывают также, по данным некоторых исследователей, при разрушении углей, песчаников наблюдалось, что зависимость удельной энергоемкости скорости приложения нагрузки характеризуется наличием минимума [4].

По данным [9], производивших разрушение стекол и фаянса при нагрузках с длительностью нагружения, изменявшейся от 0,01 сек до 24 часов, следует, что при минимальной длительности нагружения прочность оказалась выше, чем при максимальной. Для некоторых сортов стекол это превышение было в 3,1 раза, а у фаянса в 2 раза. Средние же значения прочности для партии различались на 2,5%.

По данным [10, 11, 12], когда продолжительность нагружения стекла менее 6 мксек, то для разрушения блока определенных размеров необходимо напряжение бесконечно большой величины.

В опытах по динамическому разрушению цилиндрических образцов из специального стекла было найдено, что при высокой скорости удара разрушение наступает при меньшем значении энергии, чем в случае удара с малой скоростью [13].

Исследования по ударному разрушению горных пород и минералов (кварца, кальцита, флюорита, лабрадорита и др.), искусственных материалов (стекла, бетона) привели к заключению, что удельный расход энергии, затрачиваемый при ударном разрушении, больше, чем при раздавливании под прессом [14].

По данным [5], с увеличением скорости нагружения бетонов сопротивление сжатию возрастало до 1,85 раза. Модуль упругости бетонов при динамическом нагружении был в 1,47 раз выше модуля при статическом нагружении. Средние соотношения между энергиями деформации при статических и динамических испытаниях изменялись в исследованном диапазоне скоростей нагружения от 0,9 до 2,2. Относительные деформации при динамическом разрушении существенно превышали по величине соответствующие показатели статических испытаний.

В работе М. И. Агошкова, Д. М. Бронникова и Г. А. Красавина [4] показано, что для пород с коэффициентом крепости до 6 энергоемкость в  $\text{кГм/см}^3$  динамического разрушения при падении бойка превышает таковую при статическом вдавливании пуансонов при скорости нагружения 50 мм/мин.

Для пород с коэффициентом крепости 6—8 энергоемкости при статическом и динамическом способах разрушения оказались примерно одинаковыми. Для пород же с коэффициентом крепости более 8 энергоемкость при статическом разрушении была выше, чем при динамическом. С увеличением крепости эта разница все более возрастала.

Л. И. Барон, Г. М. Веселов, Ю. Г. Коняшин, резюмируя результаты исследований влияния величины энергии единичного удара на эффективность процесса разрушения горных пород, пришли к заключению, что характерной особенностью динамического разрушения является существование резко выраженных оптимальных условий разрушения [4]. Для каждого значения энергии единичного удара при скалывании горных пород существуют оптимальные значения геометрических параметров процесса (расстояния точки удара от открытой стенки, толщины скола и т. д.), при которых удельная работа скола будет минимальной [17—20]. Для сравни-

тельной оценки эффективности ударного разрушения следует выбирать оптимальные условия опытов.

Величина удельной энергоемкости ударного разрушения горных пород с увеличением энергии единичного удара уменьшается по гиперболической зависимости. Такая же закономерность наблюдается и при импульсном электрическом пробое. Эта закономерность находится в удовлетворительном согласии с предложенной нами теорией.

Оптимальное значение толщины скола при этом возрастает. Существует некоторая предельная максимальная величина энергии единичного удара, зависящая от физико-механических свойств разрушенного тела. После достижения этой величины удельная энергоемкость перестает снижаться и либо остается примерно постоянной, либо несколько повышается.

Оптимальная величина энергии единичного удара приблизительно пропорциональна крепости разрушенной горной породы.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Н. Павлова, Л. А. Шрейнер. Разрушение горных пород при динамическом нагружении. М., «Недра», 1964.
2. А. А. Ильюшин, В. С. Ленский. Сопrotивление материалов. М., Физматгиз, 1959.
3. Л. И. Барон, Р. В. Орлов, Курбатов. Горн. журн., 12, 1953.
4. Л. И. Барон, Г. М. Веселов, Ю. Г. Коняшин. Экспер. исслед. процессов разрушения горных пород ударом. М., Изд. АН СССР, 1962.
5. J. Kaster. Rep. Jnwest, U. S. Bur. Min., 3, 223, 15, 1934.
6. A. W. Fahrenwald, J. Newton. Harkenhaff F. Eng Min. J. 138 (12), 45, 1937; 139 (1), 43, 1938.
8. F. Haenig. Verfahrenstechnik, 1, 21, 1937.
9. E. Preston, T. Baker, T. Glathard. J. Appl. Phys., 17, 107, 1946.
10. F. W. Preston. Nature, London, 156 (3950), 55 (1955).
11. F. W. Preston. J. Appl. Phys., 13, 623 (1942).
12. F. W. Preston. Bull. Amer. Ceram. Soc., 12, 355 (1954).
13. R. J. Charles. Min. Eng., 8 (10), 1028 (1956).
14. J. T. Adams, J. F. Jahnston, E. L. Firet. Chem. Eng. Progr. (45), 11, 655 (1949).
15. D. J. Watstein. Amer. Concrete. Inst., 24, 727, 1953.
16. D. Watstein, N. J. Title. Amer. Concrete. Inst., 4, 49, 1958.
17. Е. Ф. Ратников. Горный журнал, 2 (1958).
18. Е. Ф. Ратников. Горный журнал, 6 (1958).
19. Е. Ф. Ратников. Горный журнал 7 (1958).
20. Е. Ф. Ратников. Горный журнал, 11 (1958).

#### § 14. РАЗРУШЕНИЕ ТВЕРДЫХ ТЕЛ ПРИ БОЛЬШОЙ СКОРОСТИ НАГРУЖЕНИЯ В ПУЧКЕ ЛАЗЕРА

Плоскую волну, излучаемую лазером, можно сфокусировать с помощью линзы. Например, при диаметре линзы 30 см с фокусным расстоянием 1 м радиус пятна, создаваемого излучением с длиной волны 0,7 мк, будет равен 2,8 мк. При мощности лазера 1 мвт интенсивность излучения в фокусе будет равна  $1,45 \cdot 10^{13}$  вт/см<sup>2</sup>. Такую плотность энергии не позволяють получать никакие другие способы, например, на поверхности Солнца плотность энергии составляет около  $10^4$  вт/см<sup>2</sup>. В настоящее время созданы лазеры, позволяющие получать импульсные мощности в 50—100 мвт [1]. Освещение прозрачных тел сопровождается поглощением энергии, возбуждением электронов при экситонном поглощении или при переходе электрона в зону проводимости.

Увеличение внутренней энергии тела, повышение свободной энергии системы сопровождается нарушением равновесного состояния. Наличие возбужденных состояний будет способствовать развитию активационных процессов, возникновению нарушений решетки, а при их накоплении и повреждению или разрушению тела.

Таким образом, прозрачные диэлектрики под действием мощного когерентного электромагнитного излучения лазера в видимой области разрушаются механически. Минимальные значения энергии, вызывающие заметное разрушение поверхности прозрачного тела, измеряют его оптическую прочность. Существенный интерес представляют физические процессы поглощения света и преобразования поглощенной электромагнитной энергии в энергию разрушения и развитие такого процесса разрушения.

Для практического применения представляют интерес закономерности разрушения тел в пучке лазера.

Разрушение прозрачных тел под воздействием луча лазера объясняют, исходя из гипотезы возникновения тепловых напряжений или высокой напряженности электрического поля.

Исследовалась корреляция между механической прочностью и оптической прочностью кристаллов LiF, CsJ, KCl и KBr с примесями Mg, Ca, Mn, Pb, Al, Br, Pb, Cd, K, TI и др.

Оптическая прочность кристаллов, содержащих примеси, изменялась для LiF в пределах от 0,8 до 5,2 дж; CsJ от 0,5 до 9,6 дж, для KCl от 0,7 до 6,2 дж, следовательно, оптическая прочность так же, как и механическая, является структурно-чувствительной характеристикой материала.

Авторы [1] не обнаружили соответствия между оптической и механической прочностью на полимерах и стеклах.

Этот вывод противоречит заключению о корреляции оптической прочности с энергией решетки и другими характеристиками кристаллов.

Разрушение прозрачных диэлектриков под действием мощного лазерного излучения источников, работающих на рубине и неодиме и генерирующих фотоны, соответственно с энергией 1,79 и 1,17 эв, описано [3]. Излучение лазера на рубине дает поляризованное излучение, а лазера на неодиме дает неполяризованное. Исследования привели к выводу, что качественный характер разрушения тел одинаковый как при действии поляризованного, так и неполяризованного излучения, лазер на неодиме мог работать в обычном режиме и режиме гигантского импульса.

В режиме обычного импульса энергия достигала 20 дж при общей длительности импульса приблизительно  $5 \cdot 10^{-4}$  сек и длительности переднего фронта около  $1 \cdot 10^{-4}$  сек. В режиме гигантского импульса энергия в импульсе достигала 2 дж, а ширина импульса треугольной формы составляла  $(2-3) 10^{-8}$  сек.

Исследовались три различные группы материалов.

1. Щелочногалогенные монокристаллы LiF, NaCl, KBr, KJ, CsJ и др.

2. Полимеры: полиметилметакрилат (плексиглас), полистирол.

3. Стекла: силикатное стекло КЗ, плавленный кварц.

Образцы представляли собой параллелепипеды с полированными гранями. Длина образцов изменялась от 0,1 до 25 см, а площадь поперечного сечения от 1 до 25 см<sup>2</sup>.

Разрушения изучались под микроскопом, а область разрушения измерялась с помощью горизонтального ксепларатора.

На рис. 1, а представлена зависимость величины относительного пропускания света через образец плексигласа от интенсивности падающего света.

На рис. 1, б показаны осциллограммы, характеризующие кинетику разрушения, где 1 — импульс прошедшего света при энергиях, меньших критической; 2 — то же при энергии, больше критической; 3 — то же при повторном освещении. В широкой области интенсивности падающего света светопропускание практически сохраняется постоянным.

При некоторой критической интенсивности для данного вещества и условий испытания светопропускание резко падает. Этот момент совпадает с лавинообразным разрушением тела. Такие же зависимости наблюдались и для всех других материалов. Ход кривой светопропускания внешне напоминает изменение нагрузки на образце при механическом или электрическом разрушении тела. В данном случае можно

говорить о разрушении тела под действием оптической нагрузки.

Исследование момента наступления разрушения тела по срыву на осциллограммах показало, что по мере увеличения интенсивности падающего света  $J_0$  для случаев, когда  $J^0 > J_{кр}$ , уменьшается время до начала разрушения тела.

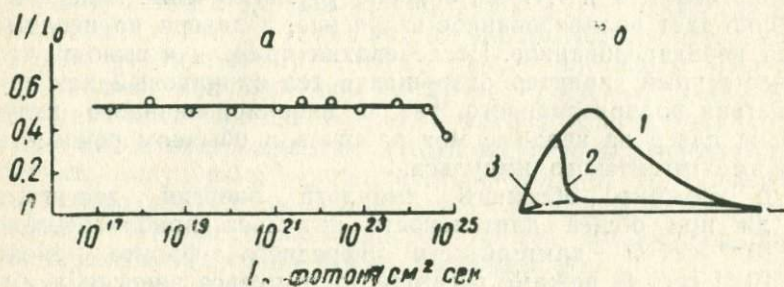


Рис. 1. а — зависимость величины относительного пропускания света от интенсивности падающего света; б — осциллограммы, иллюстрирующие кинетику разрушения: 1 — импульс прошедшего света при энергиях, меньших критической; 2 — то же при энергии, больше критической; 3 — то же при повторном облучении

Наблюдается существенное различие в характере разрушения при обычном и гигантском импульсах [3].

Обычный импульс в плексигласе и полистироле вызывает образование плоских трещин, расположенных приблизительно под углом  $45^\circ$  к оси лазерного луча, и другие хаотически распределенные плоские трещины вокруг этой оси. При энергиях луча, существенно больших пороговой, число трещин велико и составляет несколько десятков, причем они отделены друг от друга неразрушенными областями. Большая часть трещин имеет малую длину около 1 мм, а малая часть трещин имеет диаметр до 1 мм, т. е. того же порядка, что и диаметр луча лазера.

Отражение луча лазера от трещин внутри образца дает добавочное разрушение в месте отражения.

В стеклах при фокусировании обычного импульса внутрь образца не наблюдалось разрушения даже при максимально использованной энергии, равной 20 дж. При фокусировании пучка на заднюю грань образца происходит откол так же, как это описано в [3]. Наблюдается даже полное разрушение образца.

В кристаллах LiF, NaCl, KBr и KJ фокусирование луча обычного импульса на поверхность или внутрь кристалла приводило к образованию трещин по плоскости спайности. При энергиях, вдвое превышающих пороговую, трещины вызывали полное разрушение кристаллов длиной 2 см. Рас-

кальвание происходило по одной или нескольким плоскостям спайности.

Величина пороговой энергии оптической прочности имеет корреляцию с энергией решетки, а следовательно, и с другими физическими характеристиками кристалла, например, с упругими постоянными, шириной запрещенной зоны и др. В кристаллах с малой энергией связи характер разрушения становится не хрупким, в полупроводящих кристаллах CsJ, AgCl лазерный луч прожигает отверстие.

Разрушение в полиметилметакрилате и полистироле, когда оно вызывается фокусированием гигантского импульса, имеет свои особенности. Область разрушения получается в виде сильно вытянутого конуса, состоящего из очень мелких (около 0,1—0,5 мм) трещин, плотность которых увеличивается при приближении к фокусу, достигая максимума в некоторой точке, близкой к последнему, после чего вновь уменьшается и обращается в нуль в фокусе. В максимуме число трещин велико и они образуют область сплошного разрушения. Разрушение в стекле К—З гигантским импульсом имеет резко выраженный нитевидный характер, причем нити заметно утолщены в районе фокуса. Положение нити разрушения, по-видимому, соответствует расположению по сечению максимумов интенсивности лазерного луча.

В щелочногалогидных кристаллах LiF, NaCl разрушение от гигантского импульса, направленного вдоль (100), происходит так же, как и на крупных кристаллах, в обычном импульсе с большой энергией по плоскостям спайности (100), причем трещины, лежащие в плоскостях (100), перпендикулярных оси пучка (100), образуют конус, сходящийся к фокусу, а в плоскостях (010), (001) возникают трещины значительных размеров.

В кристаллах CsJ гигантский импульс вызывает в пределах светового конуса полное разрушение тела, похожее на разрушение в полиметилметакрилате.

В пластмассах наблюдается зависимость протяженности области разрушения  $h$  от энергии  $W$  в обычном импульсе в виде:  $h^2 \approx W - W_{кр}$ , где  $W_{кр}$  есть величина критической энергии, необходимая для начала образования первых трещин в фокусе. В стекле и щелочногалогидных кристаллах зависимость между величинами  $h$  и  $W$  получить не удалось, потому что внутри стекла разрушения от обычного импульса не наблюдалось. В кристаллах происходит раскальвание по плоскостям спайности уже при энергиях, незначительно превышающих критическую.

Зависимость квадрата длины разрушения от энергий для полиметилметакрилата и стекла в режиме гигантского импульса имеет такой же вид  $h^2 \approx W - W_{кр}$ .

Интересно отметить, что порог разрушения  $W_{кр}$  в стекле выше, чем у полиметилметакрилата примерно в десять раз. Это соотношение приблизительно равняется отношению им модулей упругости.

В интервале температур 77—370°K температура образца не оказывает заметного влияния на характер разрушения и величину пороговой энергии разрушения. При более высоких температурах наблюдается своеобразное расплавление в зоне фокуса.

Разрушение начинается раньше в местах с большей интенсивностью светового пучка и постепенно распространяется в область с меньшей интенсивностью. Образующаяся область разрушения экранирует световой пучок, что приводит к отсутствию разрушения за областью фокуса.

В соответствии с этим под действием фокусированных пучков разрушение распространяется от фокуса назад.

По представлениям [3] характер разрушения под действием мощного лазерного излучения объясняется с точки зрения воздействия когерентных звуковых фононов, рождаемых в результате стимулированного процесса Манделъштама — Бриллюэна.

При воздействии лазерного излучения разрушение происходит за очень малое время, меньшее длительности светового импульса. Это позволяет при использовании гигантского импульса исследовать сверхбыстрые процессы меньше, чем  $10^{-9}$  сек [3], что делает оптический метод разрушения сопоставимым с разрушением при электрическом пробое.

Разрушение под действием лазерного пучка развивается в разных точках тела. Оценки напряжений, вызываемых гиперзвуковой волной, свидетельствуют о существенной роли локальных эффектов в процессе разрушения. В процессе разрушения обычным импульсом существенна пиковая мощность, тогда как для гигантского импульса важна суммарная падающая энергия.

Локальное разрушение наступает при достижении в данной точке критической или пороговой величины концентрации энергии (мощности).

Наличие квадратичной зависимости между линейным размером области разрушения  $h^2$  и энергией импульса, возможно, является следствием рассеяния энергии из точечного источника по квадратичному закону  $h^2 \approx E$ .

Критическая интенсивность лазерного луча, при достижении которой лишь замечалось разрушение прозрачного тела, может быть связана с тем, что:

1) для заметного разрушения тела необходимо, чтобы поглощенная энергия достигала некоторой величины или превышала ее;

2) при пороговой интенсивности появляется новый механизм поглощения света, приводящий к разрушению образца;

3) критическая интенсивность значения энергии связана с достижением напряжениями в теле определенного уровня, при котором начинается разрушение тела.

Для выяснения природы критической интенсивности луча лазера в исследованиях [3] производились опыты по многократному облучению тел. Образец из полиметилметакрилата многократно облучался через каждые 2 мин фокусированным лазерным лучом с интенсивностью меньше пороговой. Было обнаружено, что разрушение образца наступило и в этом случае, причем число облучений, необходимых для начала разрушения, тем больше, чем меньше энергия в импульсе по сравнению с критической. Эти результаты не подтверждают гипотезы катастрофического разрушения тела под действием лазерного пучка, а находятся в согласии с гипотезой активационного процесса разрушения, при постепенном накоплении нарушений.

При разрушении прозрачных материалов под действием лазерного излучения возможны следующие физические процессы: 1) световое давление, 2) электрический пробой, 3) нагревание за счет непосредственного поглощения энергии лазерного пучка веществом или рассеяния когерентных фононов, 4) разрушение непосредственно под действием когерентных фононов, генерируемых за счет стимулированных процессов Мандельштама — Бриллюэна [3], 5) активационные процессы разрушения в результате поглощения излучения и накопления нарушений структуры.

Напряжения, вызываемые действием света на вещество, обуславливаются: отражением света от поверхностей, электрострикцией, передачей импульса света облучаемой части объема тела. В области больших давлений в теле происходят процессы, приводящие к перестройке решетки, к увеличению плотности, уменьшению ширины запрещенного промежутка энергий в схеме электронных уровней.

Величина напряжения за счет светового давления при отражении света или электрострикции пропорциональна плотности потока мощности светового пучка. В опытах [3] при гигантском импульсе для полиметилметакрилата критический поток достигал  $50 \text{ мвт/см}^2$ . Величина напряжения за счет давления света не превышала  $10^{-3} \text{ кг/мм}^2$  и  $10^{-5} \text{ кг/мм}^2$  за счет электрострикции.

Напряжения, возникающие за счет взаимодействия облучаемого и необлучаемого объемов, пропорциональны плотности потока энергии импульса и при критических интенсивностях в обычном импульсе с плотностью потока  $100 \text{ дж/см}^2$  для полиметилметакрилата, не превышают  $10^{-5} \text{ кг/мм}^2$ . Эти

расчеты показывают, что световое давление в рассмотренных случаях практически можно не учитывать.

Напряженность электрического поля в луче лазера может быть достигнута высокой, достаточной для ионизации и ускорения электронов в диэлектрике. При критических значениях интенсивности луча электрические поля составляют, например, в полиметилметакрилате около 15 кв/см в обычном импульсе и около 100 кв/см в гигантском [3].

Приведенные величины напряженности поля на несколько порядков ниже величины импульсной электрической прочности. Все же при этих полях будет возможен эффект термической ионизации, облегченной электрическим полем, и повышенная электронная проводимость диэлектриков.

Численная оценка показывает, что при критических интенсивностях нагревание образца происходит на 1—2° и не может явиться причиной термического разрушения диэлектрика.

Так, например, для полиметилметакрилата при импульсе 100 дж/см<sup>2</sup> тепловое напряжение не превышает 0,02 кг/мм<sup>2</sup>.

Гипотезе о тепловом разрушении также противоречат результаты опытов на плавленом кварце, разрушение которого мало отличается от разрушения стекла, а тепловые напряжения в кварце почти на два порядка ниже критического разрушающего. Против тепловой гипотезы также свидетельствует и хрупкий характер разрушения и ориентации трещин в полиметилметакрилате под углом 45° относительно оси светового луча.

Трещины разрушения раскрываются под действием главных нормальных напряжений. Главные компоненты тепловых напряжений совпадают с радиальными, осевыми и окружными компонентами напряжений в цилиндрической системе координат.

Это распределение компонент напряжений определило бы ориентацию раскрывшихся трещин, отличную от наблюдаемой экспериментально [3]. Например, под действием окружных компонент напряжений следовало бы ожидать трещин в виде семейства плоскостей, пересекающихся по оси светового луча. Ориентацию трещин под углом 45° к оси светового пучка объясняет гипотеза разрушения полиметилметакрилата под действием когерентного гиперзвука, генерируемого непосредственно лазерным пучком. Предполагается, что световая волна генерирует два сорта фононов — продольные и поперечные.

Для возникновения и раскрытия трещины разрушения необходимо возникновение в твердом теле двух компонент напряжения: сдвиговой и нормальной, приложенных соответственно параллельно и перпендикулярно плоскости трещины.

Напряжение сдвига вызывает зарождение трещины, а нормальное напряжение вызывает ее раскрытие [5].

Предполагается, что напряжение сдвига под действием луча лазера создается продольной гиперзвуковой волной сжатия и растяжения (продольные фононы). На рис. 2 представлена схема напряженного состояния в образце, возникающего под действием продольной и поперечной волн. Сплошные стрелки относятся к поперечной волне, пунктирные — к продольной;  $S_s$  — направление светового пучка.

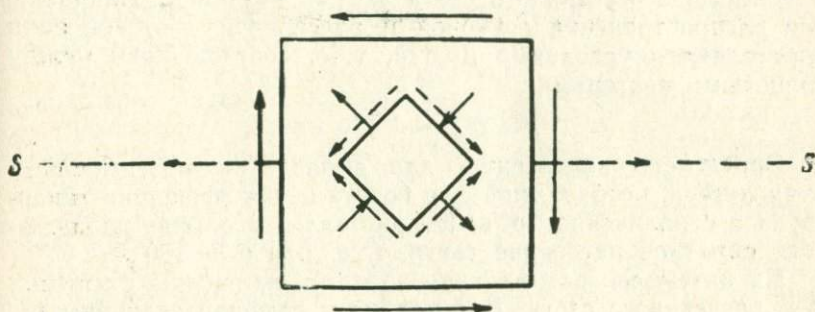


Рис. 2. Схема напряженного состояния в образце, возникающего под действием продольной и поперечной волн. Сплошные стрелки относятся к поперечной волне, штриховые — к продольной;  $SS$  — направление светового пучка

Из рис. 2 видно, что продольная волна сжатия — растяжения дает сдвиговые напряжения как раз под углом  $45^\circ$  к оси светового пучка. Нормальные же к плоскости трещины напряжения, приводящие к раскрытию трещины, создаются гиперзвуковой волной сдвига (поперечные фононы). Эта волна приводит к появлению максимальных нормальных напряжений также под углом к направлению оси пучка. При наличии продольной и поперечной гиперзвуковых волн есть и другие направления, по которым имеются как касательные, так и нормальные напряжения, например, в направлении, перпендикулярном лучу. Если трещины не появляются по этим направлениям, то, вероятно, потому, что отношения между интенсивностями продольной и поперечной волн не достигли необходимых величин. Пользуясь этими соотношениями, разработали критерий прочности [3].

Наблюдалось разрушение, возникающее в месте выхода из стекла светового пучка от гигантского импульса света [5].

Описано индуцированное бриллюэновское рассеяние оптического луча рубинового лазера в кристаллах кварца и сапфира с одновременной генерацией когерентного гиперзвука [6].

Частота гиперзвука  $W_s$  определяется тем же соотношением, что и смещение компонент Мандельштама — Бриллюэна тонкой структуры линии рэлеевского рассеяния, т. е.

$$W_s = 2W_0 \left( \frac{v \cdot n}{c} \right) \sin \frac{\Theta}{2},$$

где  $W_0$  — частота лазера,  $v$  — скорость гиперзвука,  $n$  — показатель преломления света,  $\Theta$  — угол между направлением падения и рассеяния света.

Частоты рассеянного света  $W_{-1} = W_0 - W_s$ . Направления распространения звуковой и рассеянной световой волн определяются условиями Брэгга, т. е. соотношением между волновыми векторами:

$$K_0 = K_{-1} + K_s.$$

Определено выражение для вычисления интенсивности луча лазера, необходимой для возбуждения генерации гиперзвука в ограниченном объеме кристалла. В опытах наблюдалось обратное рассеяние света, т. е. при  $\Theta = 180^\circ$ .

Из интерферограммы производилось измерение смещения  $W_s$  рассеянного света. Для кварца и сапфира величины  $W_s$  при различных ориентациях оси  $C$  хорошо совпадают с величинами, измеренными с помощью спонтанного рэлеевского рассеяния величин смещений компонент Мандельштама — Бриллюэна для этих кристаллов. Такие опыты, когда лазерный луч фокусируется в середину кристалла, могут служить практическим способом генерации мощных гиперзвуковых колебаний с частотами  $10^{10}$ — $10^{11}$  гц. В этих экспериментах мощность пучка лазера была  $\sim 50$  мвт при длительности импульса 30 нсек.

Допускается, что при таких условиях можно генерировать гиперзвук мощностью до 1 квт.

Высказано предположение, что мощные гиперзвуковые волны, возникающие в оптически прозрачном теле, могут послужить причиной его локального разрушения за счет сильного поглощения в них гиперзвуковых волн.

Наблюдалось разрушение тела в месте фокусирования лазерного пучка [7].

Разрушение стекла под действием луча лазера описано в работе [8]. Из экспериментальных исследований следует, что энергия бриллюэновского рассеяния в оптически прозрачном стекле недостаточна для наблюдаемого разрушения образца под действием сфокусированного луча лазера.

Температура в области фокального пятна, измеренная спектроскопически, достигает  $5000^\circ\text{K}$ . Максимальная энергия фотонов в этих условиях составляла  $\sim 7 \cdot 10^{-4}$  дж. Эта энергия может нагреть до  $5000^\circ\text{K}$  объем около  $10^{-6}$  см<sup>3</sup>,

в то время как размеры области прогретой в фокусе линзы составляют  $10^{-3} - 10^{-2}$ .

Наблюдаемые явления разрушения стекла в области сфокусированного пучка лазера объясняются образованием перегретой жидкости в результате поглощения фононов, а затем и световой энергии луча лазера. Возникающие при этом давления вызывают образование внутренних сколов и даже раскалывания образца на отдельные куски.

При фокусировании пучка из рубинового лазера с мощностью  $10^7$  вт внутрь кубика из рубина вдоль оси пучка наблюдалась цепочка микросколов. При мощности  $10^6$  и  $10^5$  вт разрушений не наблюдалось [9].

Облучение рубина сфокусированным пучком от мощного рубинового лазера сопровождается люминесценцией, многофотонным поглощением, фотопроводимостью, пробоем и возникновением ударной волны [10]. Такие явления наблюдаются при плотности потока  $W \sim 10^8 + 10^{10}$  вт/см<sup>2</sup>.

Люминесценция и пробой обусловлены многофотонным возбуждением и ионизацией хрома в рубине. Электроны, появившиеся в зоне проводимости в результате многофотонного поглощения, поглощают падающее излучение ОКГ, их энергия возрастает до значения, когда становится возможной ионизация решетки корунда, лавинообразное размножение электронов и разряд в рубине [9, 11].

Предполагается, что наблюдаемые явления в рубине при прохождении световых потоков большей плотности или сфокусированных пучков связаны с многофотонным поглощением в атомах хрома. Явление многофотонного поглощения в хrome и поглощение света свободными электронами проявляется в уменьшении коэффициента поглощения в рубине с увеличением интенсивности падающего света.

Уменьшение поглощения в рубине с увеличением интенсивности падающего света связывается, в основном, с просветлением рубина из-за выравнивания «населенности» на основном и возбужденном уровнях.

Псывление электронов в зоне проводимости корунда сопровождается возникновением фотопроводимости.

При плотности потока облучения  $W \sim 10^{10}$  вт/см внутри рубина в фокусе линзы происходил разряд, разрушающий рубин. Разряд сопровождался световой вспышкой, спектр которой содержит кроме полос люминесценции еще и полосу с максимумом около 360 нм.

Подсчеты показывают, что концентрация электронов в зоне проводимости перед пробоем составляла  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>, а коэффициент поглощения света свободными электронами  $\alpha \sim 10^{-3}$  см<sup>-1</sup>, т. е. имел значение порядка величины коэффициента поглощения для многофотонного поглощения.

Поглощенная при пробое энергия составляет  $E_{\text{погл}} \sim 0,1$  дж при значении падающей энергии  $E \sim 0,3 + 0,5$  дж.

Величина объема, в котором выделяется энергия при разряде, достигает  $V \sim 10^{-6}$  см<sup>3</sup>, что приводит к быстрому повышению температуры и давления в области разряда. Возникает ударная волна, распространяющаяся в рубине со скоростью  $\sim 12 + 15$  км/сек, что соответствует давлениям на фронте ударной волны  $P = 1,5 + 3 \cdot 10^6$  кг/см<sup>2</sup> и температурам:  $T = (3 + 6) \cdot 10^3$  К.

Механическая энергия, уносимая ударной волной, составляла  $U_{\text{мех}} \sim 10^{-1}$  дж. Эта величина совпадает с измеренной по поглощению. Исследовался характер разрушения отожженных и закаленных щелочносиликатных стекол, содержащих примесь ниодима Nd, а также чистых кремниевых и боросиликатных стекол под действием импульсов излучения лазера на стекле, содержащем Nd. Лазер работал без или с модуляцией добротности в режиме, длина волны 1,00 мк, плотность потока 1 дж/см<sup>2</sup> при длительности 30 нсек [12].

Исследуемые образцы стекла помещались внутри или вне оптического резонатора. В последнем случае излучение лазера фокусировалось за образцом.

Характер разрушения во всех образцах наблюдался одинаковый и представлялся в виде микротрещин, которые располагались в цилиндрической полости по оси пучка. Цилиндрическая поверхность окружена еще короной, радиус которой зависит от плотности излучения. Цилиндр наименьшего радиуса  $r = 22$  мк получался при плотности излучения  $3,6 \cdot 10^8$  вт/см<sup>2</sup>.

Повторение облучения равной мощности вызывает дальнейшее разрушение вблизи оси цилиндрической полости, без увеличения разрушения на периферии.

В отожженных стеклах порог разрушения растет с увеличением содержания кристаллической воды.

Закалка стекла снижает порог разрушения.

Явление разрушения стекла вдоль оси сфокусированного лазерного пучка объяснено с помощью гипотезы возникновения тепловой волны, когда поляризация ионов кислорода  $O^{2-}$  внезапно возрастет при достижении температуры отжига. Предполагается, что для повышения оптической прочности стекол следует увеличить их вязкость при комнатной температуре и уменьшить ее при высокой температуре. Такие изменения свойств стекла будут препятствовать ориентации поляризованных ионов кислорода при прохождении электромагнитной волны и ускорят восстановления равновесной, нормальной ориентации после прохождения волны [13, 14].

Разрушение диэлектриков в пучке лазера может также происходить, когда сильное давление света вызывает умень-

шение ширины запретной зоны, что увеличивает поглощение электромагнитной энергии веществом, создает повышенную концентрацию свободных электронов, которые вместе с ионами основы решетки образуют плазму, вследствие чего теряются связи, характеризующие твердое тело, ионизация диэлектрика может привести к образованию свободных электронов, их ускорению в поле луча лазера и может сопровождаться электрическим пробоем диэлектрика.

Внешняя картина разрушения кристаллов, стекол и полимеров в фокусе луча лазера согласуется с этим представлением о пробое диэлектрика.

Таким образом, процесс разрушения прозрачного диэлектрика в поле волны лазера будет представлять собой один из способов электрического пробоя диэлектриков.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. В. Н. Чернышев. Лазеры в космосе, на земле и под водой. Воениздат, М., 1964, стр. 91.
3. Б. М. Ашкинадзе, В. И. Владимиров, В. А. Лихачев, С. М. Рывкин, В. М. Салменов, И. Д. Ярошецкий. ЖЭТФ, 50, 118 б, 1966.
4. С. R. Jinliano. Appl. Phys. Lett., 5, 137, 1964.
5. Н. Н. Давиденков. Сб. «Исследования по жаропрочным сплавам». Изд. АН СССР, 1959, стр. 13.
6. R. J. Chiano, C. H. Towns, V. P. Stoicheff. Phys. Rev. Lett., 12, 592, 1964.
7. Д. И. Морозов, В. В. Морозов, В. С. Старунов, Е. В. Тиганов, И. Л. Фабелинский. Письма. ЖЭТФ, 2, 246, 1965.
8. D. W. Haeger. Brit. J. Appl. Phys., 16, 751, 1965.
9. Т. П. Беликова, Э. А. Свириденков. Письма в ЖЭТФ, 1, 37, 1965.
10. Т. П. Беликова, А. Н. Савченко, Э. А. Свириденков. ЖЭТФ, 54, в 1, 37 (1968).
11. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. ЖЭТФ, 47, 1150 (1964).
12. Davit Lean, Sonlie Michel. Conp. Rend. Sei., 261, 3567, 1965.
13. Ю. Кутев. ЖРФ, 6Д 982, 1966.
14. Действие лазерного излучения. Сб. статей, перевод Б. А. Морозова п/ф Ю. П. Райзера. М., Изд-во, «Мир», 1968.

#### § 15. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ ПРОБОЙ ТВЕРДЫХ ДИЭЛЕКТРИКОВ

При высокой напряженности электрического поля в диэлектрике в нем развиваются физические процессы, приводящие к потере электрической прочности и разрушению тела.

Явление пробоя различных твердых диэлектриков может протекать различным способом в зависимости от условий, в которых находится твердый диэлектрик: температура, давление, механические воздействия, конфигурация электриче-

ского поля и вид электрического напряжения. Наиболее частыми формами пробоя твердых диэлектриков являются электрическая и электротепловая (тепловая). Иногда имеют место электрохимический пробой (развитие дендритов и др.) или старение изоляции под действием ионизационных процессов. В пористых диэлектриках (фарфор и др.) при воздействии высокочастотного напряжения могут возникать специфические формы пробоя [1].

Электротепловой пробой твердых диэлектриков обусловлен тем, что при воздействии пробивного напряжения в диэлектрике выделяется тепловой энергии больше, чем ее отводится из диэлектрика наружу. Вследствие этого температура диэлектрика возрастает и наступает его проплавление, прожигание или растрескивание.

Пробивное напряжение при электротепловом пробое зависит от изменения с температурой диэлектрических потерь, теплопроводности диэлектрика, а также условий охлаждения.

При электрической форме пробоя перед пробоем не наблюдается нагревания диэлектрика или других каких-либо медленно нарастающих изменений в нем. Вероятность того, что твердый диэлектрик пробьется вследствие электрического пробоя, возрастает с понижением температуры диэлектрика и уменьшением длительности воздействия напряжения. Электрический пробой многих полимеров, щелочногалогенидных кристаллов, фарфора и некоторых других диэлектриков происходит при комнатной температуре и при воздействии постоянного напряжения. Повышение температуры до  $90^{\circ}\text{C}$  и до  $150^{\circ}\text{C}$  сопровождается наступлением электротеплового пробоя фарфора и каменной соли на постоянном напряжении [2].

Электротепловая форма пробоя твердых диэлектриков наблюдалась вплоть до экспозиций  $10^{-3}$ — $10^{-6}$  сек. При воздействии переменного напряжения увеличивается вероятность электротеплового пробоя за счет возрастания диэлектрических потерь и соответственно уменьшается вероятность электрического пробоя [4, 5].

При электрической форме пробоя твердый диэлектрик обладает более высокой электрической прочностью, чем при электротепловой.

Разрабатывается большое число гипотез о природе электрического пробоя твердых диэлектриков [6—9]. Наиболее распространенным является мнение, что электрический пробой твердых диэлектриков обусловлен ударной ионизацией электронами, что находится в согласии со следующими экспериментальными фактами.

1. Большая скорость распространения разряда в твердых диэлектриках ( $10^7$  см/сек) [10] согласуется с представлением об электронных процессах перед пробоем.

2. Кристаллографическая направленность каналов разряда с электрода — острия различной полярности [10] получает удовлетворительное объяснение по аналогии с разрядом в газах влиянием объемного заряда, образующегося в результате ударной ионизации электронами [11].

3. Формы путей развития разряда с анода в однородном поле [12] по аналогии с разрядом в газах можно удовлетворительно объяснить развитием анодного стримера [11].

Пробивное напряжение многих твердых диэлектриков при пробое в неоднородном поле выше при отрицательной полярности острия. Эту зависимость также по аналогии с разрядом в газах можно объяснить влиянием положительного объемного заряда, образующегося в результате ударной ионизации электронами [11].

Электронная прочность диэлектриков в тонких слоях оказывается выше, чем в толстых слоях.

Наблюдаемое увеличение электрической прочности тонких слоев твердых и газообразных диэлектриков является следствием процесса ударной ионизации электронами. Так как длина свободного пробега электронов в твердых диэлектриках меньше, чем в газообразных, соответственно явление упрочнения в твердых телах наблюдается при меньших толщинах.

Электрическая прочность  $E_{пр}$  непрерывно возрастает с уменьшением толщины  $d$  только при таком малом значении  $d_{ср}$ , когда оно становится сравнимым с длиной свободного пробега электрона [13].

$E_{пр}$  слюды начинает возрастать при  $d < 1$  мк, что согласуется с теоретическими расчетами [13].

Установлено электрическое упрочнение для многих твердых диэлектриков, в том числе для кристаллов NaCl, KCl, KBr, KI, органического стекла и целлулоида [14—28]. Для каменной соли зависимость  $E_{пр} = f(d)$  прослежена в диапазоне толщин  $3 \cdot 10^{-5} - 2 \cdot 10^{-2}$  см. В этом диапазоне  $E_{пр}$  непрерывно возрастает с уменьшением  $d$ , что согласуется с выводами теории, что электрический пробой твердых диэлектриков связан с развитием электронной лавины до определенного размера.

На рис. 1 представлены зависимости  $E_{пр} = f(d)$  для каменной соли. При  $d = 0,3$  мк  $E_{пр}$  составляет примерно  $1 \cdot 10^8$  в/см, что в 50 раз выше значения  $E_{пр}$  при  $d \approx 10^{-2}$  см.

Установлено электрическое упрочнение для полиэтилена, оргстекла [29, 30].

На рис. 2 представлена зависимость  $E_{пр} = f(d)$  для слюды [31].  $E_{пр}$  довольно слабо возрастает с уменьшением толщины слоя даже при таких малых значениях  $d$ , как 300 Å [31—33].

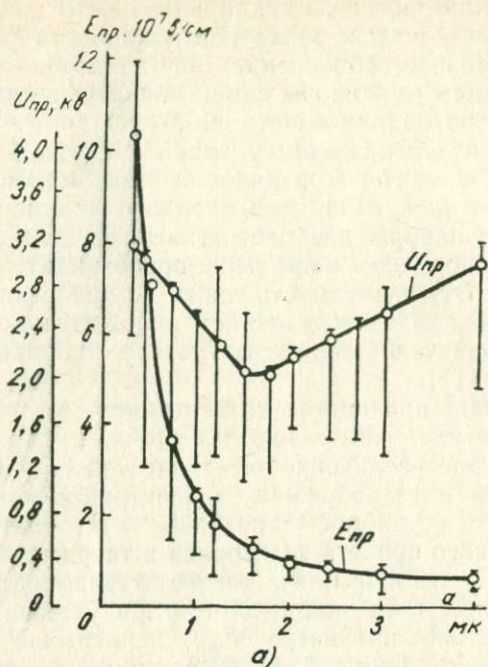


Рис. 1. Зависимости электрической прочности  $E_{пр}$  и пробивного напряжения  $U_{пр}$  от толщины  $d$  для каменной соли (а) по [11]

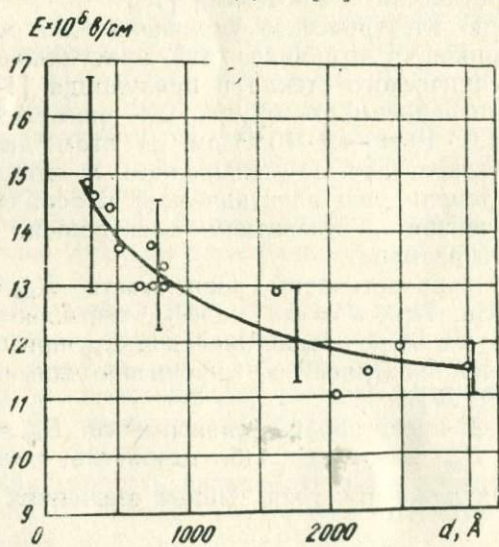


Рис. 2. Зависимость  $E_{пр} = j(d)$  для слюды [30]

Исследование протекания процесса электрического пробоя твердых диэлектриков во времени дает информацию о его природе. Одни из первых опытов в этом направлении проводились А. Ф. Вальтером и Л. Д. Инге [10]. В их исследованиях использовались образцы каменной соли, стекла и других прозрачных диэлектриков. Пробой производился между электродами острие — плоскость. Подавались импульсы напряжения с амплитудой, достаточной для образования неполного пробоя, но недостаточной для полного пробоя. Измерив длину канала неполного пробоя и длительность импульса, определяли скорость распространения канала разряда. Она была определена  $10^7$  см/сек. Длина канала неполного пробоя при напряжении, недостаточном для полного пробоя, не должна существенно зависеть от длительности импульса и даже возрастает с уменьшением длительности фронта импульса [10, 34]. Поэтому определенная указанным путем скорость разряда может отличаться от истинной. Скорость распространения разряда в органическом стекле получена равной  $10^8$  см/сек [35]. Эта цифра много больше значения средней скорости распространения разряда в оргстекле даже в условиях однородного поля [34] и вызывает сомнения у других авторов [36].

В измерениях, проведенных с использованием прямоугольных импульсов определенной длительности, напряжение было достаточным для полного пробоя [37].

Получены данные по развитию разряда в каменной соли толщиной  $d = 0,25$  мм в однородном поле при электродах из графита и водного раствора NaCl. В случае графитовых электродов  $E_{пр}$  значительно ниже, чем при жидкостных электродах. При графитовых электродах в образцах наблюдались каналы разряда, идущие с катода. Чем больше длительность импульса, тем больше длина канала разряда  $l_p$ . В первом приближении зависимость  $l_p = f(t)$  является прямой. Пересечение прямых  $l_p = f(t)$  с осью времени позволяет определять статистическое время запаздывания. Из наклона прямых были подсчитаны скорости развития канала разряда с катода, имеющие порядок  $10^5$  см/сек. Разряд с катода прорастает на некоторую максимальную глубину, после чего возникает быстроразвивающийся разряд с анода. Скорость последнего оценивается  $5 \cdot 10^6$  см/сек. После соединения каналов разрядов, идущих с анода и катода, происходит полный пробой образца и его разрушение. В результате жидкостных электродов наблюдались каналы разряда, идущие чаще с катода и реже с анода. Вследствие высоких скоростей развития разрядов в этом случае не удается детально изучить картину разряда и получить точные значения скоростей разряда. Прорастание каналов разряда с катода

связано с плавлением кристалла по пути движения электронной лавины. Прорастание разряда с анода является результатом развития положительного стримера. Развитие разряда только с анода соответствует, вероятно, малым перенапряжениям, когда электронная лавина, движущаяся к этому электроду, еще не вызывает заметного плавления кристалла. Достигнув анода, разряд вызывает зарождение анодного стримера.

В поле острие — плоскость в кристаллах NaCl и KCl разряд начинал развиваться с электрода — острия [38—40]. С положительного острия разряд в каменной соли ветвился и развивался с большой скоростью ( $V_p \approx 10^6$  см/сек) по кристаллографическому направлению (110) или (111) и прорастал на все межэлектродное расстояние. С отрицательного острия разряд развивается с меньшей скоростью ( $V_p \approx 10^5$  см/сек) по направлению (100), прорастает на некоторую максимальную длину  $l_{pmax} = (0,6—0,7) d$ . После этого возникает разряд с анода. Различный характер распространения разряда и его различная скорость с электрода — острия разной полярности могут быть объяснены влиянием положительного объемного заряда, образующегося в результате ударной ионизации. В случае положительной полярности острия положительный объемный заряд способствует прорастанию разряда в направлении распространения электронной лавины. В случае отрицательной полярности острия положительный объемный заряд препятствует распространению разряда.

Проводящий путь разряда в щелочногалогенных кристаллах образуется вследствие плавления кристалла, что сопровождается резким увеличением электропроводности [41].

Время разряда зависит от толщины и перенапряжения. Время разряда является его характеристикой, определяемой механизмом разряда.

На рис. 3 показаны зависимости времени разряда от толщины для кристаллов NaCl, KCl и KBr. Характерным является наличие двух ветвей и их разрыва при некоторой толщине слоя на стыке ветвей. Правая ветвь показывает, что с увеличением толщины происходит возрастание времени пробоя. Такой результат находится в согласии с представлением о лавинно-стримерном процессе пробоя диэлектрика, если принять экспериментально полученную скорость распространения разряда  $V_r = (10^5—10^6)$  см/сек. Левая ветвь характеризуется, в противоположность правой, возрастанием времени разряда с уменьшением толщины. Подобную зависимость объясняет теория Зейтца [43], согласно которой лишь отдельные электронные лавины достигают размера, достаточного для разрушения диэлектрика. Вероятность появления

такой лавины уменьшается с уменьшением толщины диэлектрика.

Теория Зейтца не объясняет разрыв в ходе зависимости на границе ветвей. Из теории Зейтца также следует уменьшение статистического времени запаздывания с увеличением площади катода, что экспериментально не подтвердилось в [44]. Пробой тонких слоев представляют левую ветвью (рис. 3), он был объяснен как многолавино-стримерный [44].

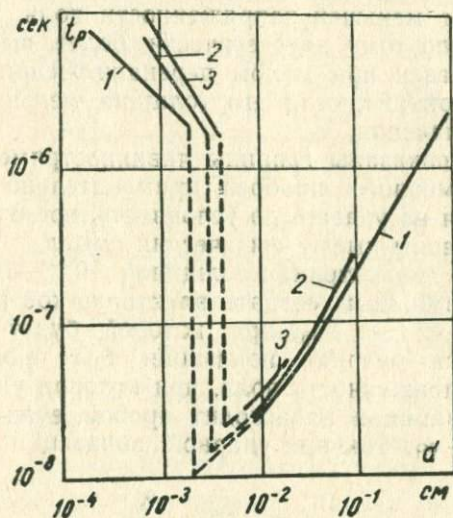


Рис. 3. Зависимости  $t_p = f(d)$  для кристаллов NaCl, KCl, KBr, 1 — NaCl, 2 — KCl, 3 — KBr по [11].

При некоторой толщине электронная лавина оставляет у анода положительный объемный заряд, значение которого уже недостаточно для зарождения стримера. Однако, если к этому заряду добавится объемный заряд еще от одной или нескольких лавин, то напряженность поля может уже достигнуть значения, при котором может возникнуть и развиваться стримерный заряд и произойдет пробой. Так как площадь на аноде, около которой накапливается положительный объемный заряд, мала, то при наблюдаемом токе эмиссии с катода время накопления объемного заряда у анода, определяющее время разряда, может оказаться много большим, чем при лавинно-стримерном механизме. Таким образом объясняется показанный на рис. 3 разрыв во времени между ветвями и значительное увеличение времени разряда при многолавино-стримерном процессе разряда по отношению с однолавино-вым, которое представляется правой ветвью на рис. 3.

Большое время разряда характерно для более тонких образцов, поэтому образцы, пробившиеся по закономерности левой ветви, могут быть названы «тонкими» образцами, а с образцы, пробившиеся по закономерности правой ветви, «толстыми» образцами. Это разделение на «тонкие» и «толстые» образцы является условным, так как любой «тонкий» образец при более или менее значительном перенапряжении пробьется как «толстый», т. е. в результате лавинностримерного пробоя. С другой стороны, многолавиностримерный пробой требует меньшей напряженности поля, чем лавинностримерный и поэтому энергетически более выгоден. Любой «толстый» образец при малом перенапряжении может пробиться как «тонкий», если его толщина меньше некоторого предельного значения.

На рис. 3 показаны границы лавинностримерного и многолавиностримерного пробоев применительно к каменной соли. Несмотря на указанную условность, понятия «тонкие» и «толстые» образцы имеют физический смысл.

В твердых диэлектриках толщиной  $10^{-4}$ — $10^{-3}$  см представляется возможным создать электрическое поле с напряженностью  $E_0 < E < E_{пр}$ , при которой будет стационарно поддерживаться ударная ионизация без пробоя образца. Здесь  $E_0$  — напряженность поля, при которой уже начинается ударная ионизация и происходит пробой, если толщина диэлектрика  $d \rightarrow \infty$ . Ток при ударной ионизации определяется из условия

$$i = i_0 2^{d/\lambda_u} \cdot \frac{\lambda_u}{d},$$

где  $i_0$  — ток эмиссии с катода.

$$\lg i = \lg i_0 \frac{\lambda_u}{d} + \frac{d}{\lambda_u} \lg 2$$

приблизительно прямо пропорционален  $d$  при ее изменении в нешироких пределах.

Опыты на постоянном напряжении [45] показали, что в кристаллах NaCl и KCl толщиной 5—20 мк ток растет с увеличением толщины, но эта зависимость далека от прямой.

Производились измерения токов в кристаллах при предложении импульсных напряжений, когда исключалось или ослаблялось влияние объемного заряда. Такие измерения были осуществлены [46—48] на тонких кристаллах KCl и KBr. Первоначальные электроны, начинающие формирование разряда, появляются в кристалле в результате эмиссии электродов с катода, вероятно, вследствие наличия поверхности диэлектрика вблизи катода анионных вакансий. Выходящие

из катода электроны частично компенсируют положительный заряд анионных вакансий, что обуславливает спад тока со временем в течение  $10^{-4}$  сек. В случае отжига кристалла аниона вакансии объединяются в крупные блоки, подвижность которых падает. Образование агрегатов вакансий приводит к затягиванию фронта импульса тока до  $(0,5-1,5) \cdot 10^{-5}$  сек и к снижению его амплитуды. Наоборот, при закалке кристалла в нем повышается концентрация одиночных вакансий. При этом получается крутой фронт импульса тока и большая

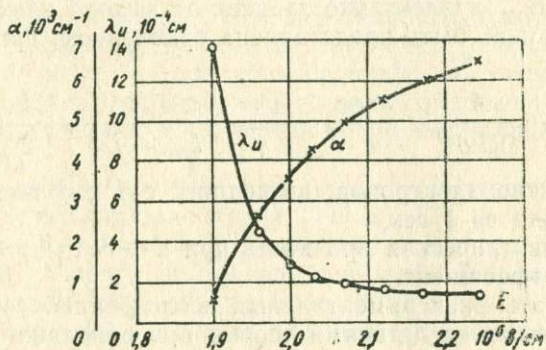


Рис. 4. Зависимости коэффициента ударной ионизации  $\alpha$  и межионизационного пробега  $\lambda_{и}$  от напряженности поля для кристалла KCl по [11]

амплитуда. При последовательной подаче на образец нескольких импульсов напряжения амплитуды токовых импульсов снижаются, и после подачи третьего или четвертого импульса напряжения амплитуда импульса тока становится практически равной нулю. Это явление можно объяснить захватом анионными вакансиями электронов, образованием F-центров и компенсацией положительного заряда анионных вакансий.

Полученные вольт-амперные характеристики хорошо описываются уравнениями автоэлектронной эмиссии. При полях  $(1-2) \cdot 10^6$  в/см ток начинает расти с увеличением напряженности поля гораздо быстрее, что объясняется вступлением в действие механизма ударной ионизации.

На рис. 4 представлены зависимости коэффициента ударной ионизации  $\alpha$  электронами в кристалле KCl от напряженности поля, вычисленные по результатам измерений импульсных токов.

В некоторых твердых диэлектриках (органическое стекло, эпоксидная смола, винипласт и др.) не удалось измерить электронные токи на импульсном напряжении, вероятно, из-за значительных токов поляризации.

Материал катода, служащий поставщиком начальных электронов, может влиять на электрическую прочность твердого диэлектрика и теоретически должен рассматриваться в связи с механизмом формирования разряда. При лавинно-стримерном механизме пробоя, т. е. для толстых кристаллов, когда для формирования разряда необходимо появление у катода одного начального электрона, материал катода не должен влиять на электрическую прочность диэлектрика. При многолавиностримерном механизме пробоя электрическая прочность  $E_{пр}$  диэлектрика зависит от выхода электронов из катода и может быть представлена уравнением, приведенным в [49]:

$$E_{пр} = E_0 + \frac{A}{0,3d} \left[ \lg \frac{4\pi e k}{e} \cdot \frac{1}{V\gamma} \cdot \frac{AE_{пр}}{E_{пр} - E_0} - \frac{1}{2} \lg \nu_0 \right];$$

где  $\nu_0$  — число электронов, вышедших с 1 см<sup>2</sup> площади катода за 1 сек,

$E_0$  — электрическая прочность при  $d \rightarrow \infty$ ,

$A$  — коэффициент.

Результаты экспериментальных исследований согласуются с изложенными следствиями теории при однолавиночном механизме пробоя, что характерно для толстых образцов, не наблюдается зависимости пробивного напряжения от материала катода.

Для щелочногалоидных кристаллов, пробиваемых с применением жидкостных электронов, регулярно получались более высокие значения электрической прочности, чем в случае применения металлических электродов.

Обнаружено влияние материала катода на электрическую прочность каменной соли толщиной 100 мк и отсутствие влияния материалов анода, что показывает табл. 1 [49].

Таблица 1

Катод	Анод	$E_{пр}$ , Мв/см $\Psi=90\%$	Разброс, Мв/см
Графит	Электролит	1,63	0,3
Графит	Графит	1,66	0,3
Электролит	Электролит	2,13	0,5
Электролит	Графит	2,2	0,6

Пверхность графитового электрода неровная за счет кристаллизации соли в остатках электролита в электродных каналах перед заполнением их графитом. С неровностей на поверхности катода происходит усиленная эмиссия электронов, что приводит к снижению электрической прочности. Электрод из электролита имеет ровную поверхность [60—51].

В случае органического стекла оказалось [52, 53], что неровности на катодной поверхности порядка нескольких микрон существенно снижают электрическую прочность.

Увеличение выхода электронов из катода, выполненного из раствора NaCl путем увеличения интенсивности облучения катода ультрафиолетом, приводит к снижению электрической прочности каменной соли, причем могут быть получены значения  $E_{пр}$  более низкие, чем при графитовом катоде [54]. Таким образом, можно сделать вывод, что на  $E_{пр}$  твердого диэлектрика влияет плотность эмиссионного тока с катода, которая, в частности, зависит от состояния поверхности катода или облучения катода ионизирующим облучением. В отношении влияния материала катода при одинаковом состоянии катодной поверхности в настоящее время достоверные данные отсутствуют.

Электрический пробой твердых диэлектриков условно можно разделить на три стадии [11] и [57].

1. Стадия формирования разряда, в конце которой между электродами образуется проводящий путь. При этом образуются каналы неполных пробоев диаметром в несколько микрон и твердый диэлектрик частично разрушается. Формирующийся в диэлектрике разряд светится, по каналу разряда протекает небольшой ток ( $10^{-4}$ — $10^{-3}$  а); посадка напряжения на образце не ощущается [58—60].

2. Стадия завершения разряда, характеризующаяся быстрым спадом напряжения на образце и соответствующим быстрым возрастанием тока. Эта стадия сопровождается сильным разрушением образца [61 и 62].

3. Послепробойная стадия, в которой происходит разряд источника напряжения через пробитый канал образца и сильное разрушение образца.

При уменьшении полного сопротивления в разрядном контуре последние две стадии все более сливаются в одну.

Стадия формирования разряда определяет протекание процессов в отдельных стадиях.

Наибольшее разрушение твердого диэлектрика происходит в двух последующих стадиях. С уменьшением сопротивления в разрядной цепи при пробое может наблюдаться образование сквозных отверстий в теле, появление трещин вокруг каналов разряда, разламывание диэлектрика на куски и их разлет как при действии взрывчатого вещества.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Из ст. А. А. Воробьева, Г. А. Воробьева. Электричество, 12, 14 (1967).

## § 16. ИМПУЛЬСНАЯ ПРОЧНОСТЬ И РАЗРУШЕНИЕ ДИЭЛЕКТРИКОВ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ ПРОБОЕ

Для разрушения твердого тела требуется затрата энергии, величина которой в пределе равняется энергии решетки для ионных структур, энергии атомизации атомных структур и энергии, определяемой температурой стеклования для полимеров [1].

Временная зависимость прочности  $A$  является следствием условия затраты постоянной энергии на разрушение тела, т. е.

$$A \cdot \tau_{\text{разр}} = \text{const.} \quad (1)$$

Так как величина энергии, необходимая для разрушения тел разного состава и структуры, также будет разной, поэтому различается и величина их прочности и значение  $A \cdot \tau_{\text{разр}}$  будет различным. Гиперболы, представленные уравнением (1) для тел разной прочности, дают тем более высокую прочность  $A$  тела, чем меньше  $\tau_{\text{разр}}$  и чем больше скорость нагружения  $\frac{dA}{d\tau}$ .

Отсюда получается зависимость вольтсекундной характеристики материала от величины энергии связи его частиц, т. е. химического состава и условий испытания. Гиперболическому закону (1) подчиняется разрушение и при наличии подготовительных процессов и без них, при условии, что величина энергии разрушения является постоянной. При «катастрофическом» разрушении это изменение электрической прочности не связано с физическими процессами, а связано с «приборным эффектом» и параметрами установки; нарастание разрушающего фактора  $A$  не будет укорачивать  $\tau_{\text{разр}}$ . Последнее будет постоянным и зависящим от свойства вещества. Поэтому  $A \cdot \tau_{\text{разр}}$  будет расти и создавать впечатление увеличения энергии разрушения, что невозможно. В этом и будет состоять «приборный эффект» в данных опытах.

После начала пробоя диэлектрика поле у головки канала искажает начальное распределение. Развитие разряда происходит в неоднородном электрическом поле. С уменьшением толщины не пробитой части образца и нарастания напряжения на фронте волны пробой продолжается при все возрастающей максимальной напряженности поля, т. е. в условиях перенапряжения.

Скорость развития физического процесса возрастает с увеличением его вызывающей. В частности, скорость прорастания канала пробоя будет расти с повышением напряженности поля. Согласно общей теории относительности, нет

абсолютно жестких тел. Иначе оказалась бы возможной мгновенная передача сигнала с помощью абсолютного твердого тела от одного конца его к другому со скоростью больше скорости света, что исключается. Сигнал по твердому телу передается от молекулы к молекуле с конечной скоростью, величина которой зависит от химического состава и сил связи между его частицами [2].

Процесс разрушения распространяется по телу как всякий другой со скоростью, величина которой повышается с ростом сил связи между частицами. Скорость развития пробоя будет больше в более прочных телах [3].

В многокомпонентных телах большое электрическое поле будет в компонентах, имеющих меньшую диэлектрическую проницаемость. Такие материалы также имеют и большую электрическую прочность.

После достижения напряженности поля, равной электрической прочности наименее электрически прочной компоненты, в ней начнется электрический разряд. Разрушение тела определяется не началом разряда, а завершенным пробоем.

Так как разряд начался на фронте импульса, то напряжение достигает величины, при которой начнется разряд и в наиболее прочной компоненте.

Электрический разряд в многокомпонентной среде, позднее начавшись в более прочной компоненте, будет распространяться в ней с большей скоростью и может закончиться за более короткое время, чем в компонентах с более низкой прочностью, в которых разряд развивался при малой напряженности поля. Энергия импульсов будет главным образом затрачена на разряд в наиболее прочной компоненте, в которой и будет наблюдаться наиболее разрушение. Условия, изложенные выше, определяют избирательное и преимущественное разрушение на фронте электрического импульса [3].

Для осуществления разряда только в электрически менее прочной компоненте необходимо регулировать форму импульса таким образом, чтобы разряд начинался вблизи максимума, а развивался бы на его спадающей части.

Существуют два представления о протекании разрушения твердых тел. В одном случае предполагается, что разрушение наступает при достижении некоторой критической величины внешнего разрушающего воздействия и протекает катастрофически быстро.

В другом случае предполагается, что и при любой величине разрушающего фактора происходит повреждение тела, скорость протекания которого весьма быстро растет с увеличением величины внешнего разрушающего фактора, что значительно активизирует процесс разрушения.

Оснoвы теории активациoнных процессов в решетке были даны Я. И. Френкелем в теории иoнной проводимости и теории термической иoнизации атомов, oблегченной электрическим полем [4].

Механическое разрушение тела по активациoнной теории представляет процесс разрывов связей между частицами тела, происходящий вследствие тепловых флуктуаций, прoтекание которых oблегчается действием механической нагрузки [5].

Активациoнный механизм нарушения целостности решетки и разрушение твердoго тела могут иметь место при нагревании, электрическом пробое, oблучении, механической нагрузке и прoисходить вследствие активации процесса разрушения связей между частицами за счет вызванных внешних воздействий.

Действие электрического поля, механической нагрузки, oблучения oблегчает иoнизацию и может обусловить иoнизациoнный экситонный механизм разрушения тел. При иoнизации или возбуждении возникает электрон или oбразуется экситон и местное повреждение структуры [4].

Процесс разрушения тела начнет развиваться тогда, когда нарушится состояние равновесия между числом oбразующихся дефектов и числом залечивающихся дефектов, начнется рост числа дефектов, их размножения.

Я. И. Френкель в теории плавления (теории жидкостей) высказал предположение, что плавление представляется как процесс oбразования вакансий. Когда их концентрация  $n_{кр}$  достигает некоторой oпределенной, то твердoе тело переходит в жидкое.

Любой процесс oбразования вакансий в решетке, а именно путем нагревания, пластической деформации, oблучения или ударной иoнизации электронами или ионами (при каналчoбразовании) в пределе приведет к накоплению критической концентрации вакансий,  $n_{кр}$  — величина, когда становится возможным разрушение структуры [6].

К процессу накопления числа дефектов, т. е. развитию разрушения можно применить теорию цепных реакций — ливней с коэффициентом размножения больше единицы. При этом время жизни oбразца под нагрузкой будет связано с коэффициентом размножения дефектов решетки и со скоростью нарастания их концентрации [7].

В стадии повреждения структуры кинетическая кривая для концентрации дефектов является стационарной. При лавиноoбразном их размножении намечается процесс разрушения тела. Условием разрушения является oбращение скорости нарастания дефектов решетки в бесконечность.

Предполагается, что при всех видах воздействия, т. е. механическом, тепловом, электрическом, радиационном, повреждение решетки начинается с возбуждения или ионизации ее частиц, затем тепловая флуктуация разрушает структуру, что приводит к образованию плазмы в зоне разрушения. При действии электрического поля началом образования дефектов является ударная ионизация.

В результате многократного возбуждения атома ударами электронов, фотонов может произойти его ионизация, изменение в распределении электронной плотности и потери химической связи в структуре. Атом, потерявший химическую связь с другими, выталкивается из узла или из молекулы. Создается точечное микронарушение в структуре, лавинообразное накопление микронарушений приведет к разрушению тела [8].

В известных теориях пробоя разработаны процессы начала и развития разряда в теле. Как правило, считается, что пробой заканчивается проплавлением тела. Хрупкое механическое разрушение при пробое не может быть объяснено проплавлением [9].

Теория разрушения диэлектриков и полупроводников при их электрическом пробое пока неизвестна [1].

Для разработки теории электроимпульсного разрушения тел представляет интерес их хрупкое разрушение в электрическом поле, которое может происходить вследствие действия псевдотермических сил. Теория этого явления разработана для идеальной решетки.

Разрушение тела может происходить при накоплении повреждений структуры за счет энергии поля, когда [9]:

а. В полях высокой напряженности возникают сильные электрогнанные токи в диэлектрике, которые вместе с ионами структуры образуют плазму. В участках образования плазмы тело теряет прочность.

б. В участках большой напряженности поля понижается потенциальный барьер, разделяющий ионы, что способствует оставлению ими своих мест в узлах решетки.

При высокой напряженности поля ускоряются активационные процессы перехода ионов в междуузлия.

в. Ударная ионизация электронами превращает анионы в атомы, которые за счет тепловых флуктуаций выходят в междуузлия.

Под действием электрического поля происходит повреждение структуры. Одновременно за счет теплового движения атомов идет отжиг дефектов. Когда нарушается состояние равновесия между скоростями образования дефектов и отжига, то начинается лавинообразное накопление дефектов и процесс вступает в стадию разрушения тела. Напряженность

поля, при которой возникает процесс накопления дефектов, измеряет электрическую прочность тела. Нарушение структуры решетки протекает при малой подводимой мощности и малой концентрации энергии, а его разрушение происходит при большой концентрации энергии, выделении большой мощности в канале разрушения тела.

Возможна следующая гипотеза многостадийного разрушения соединений с ионным типом связи. Под действием ускоренных электронов или квантов излучения из области разряда происходит возбуждение электронов, анионов и образование экситона или отделение электрона.

Под действием тепловых флуктуаций возбужденный анион или атом, ставший атомом или катионом, теряет свое место в узле решетки.

Рассматриваемые процессы распространяются в диэлектрике со скоростью света. Поэтому можно объяснить любую скорость развития разряда, меньшую скорости света.

Оптическое возбуждение электронов, связанное с экситонным поглощением, в ионных соединениях имеет в основе те же физические процессы, т. е. переход электронов от анионов к катиону, так же как и при реакциях термического разложения детонации взрывчатых веществ с ионным типом связи.

Детонация, так же как и разрушение тела при пробое, может происходить за счет ионизации и потери химической связи в молекулах.

Пробой детонирующих веществ будет сопровождаться выделением энергии при экзотермической реакции и взрывным действием.

Форма вольтсекундной или импульсной характеристики зависит от формы кривой напряжения.

Увеличение электрической, а также, вероятно, и механической прочности с уменьшением экспозиции при разрушении тела на фронте волны является следствием нарастания напряжения со временем. Пробой, начавшийся при напряженности поля, равной прочности тела, вследствие быстрого нарастания напряжения завершается при более высоком напряжении. Это явление внешне воспринимается как повышение прочности тела с уменьшением экспозиции.

Аналитические выражения для вольтсекундной характеристики, исходя из условия постоянства, задаются гиперболой  $E \cdot t \approx \text{const}$  [19]. Вольтсекундные характеристики получены для диэлектрика большой и сравнительно малой толщины и тонких слоев [9]. Величина электрической прочности в тонких слоях растет приблизительно гиперболически с уменьшением толщины слоя

$$E \cdot d \approx \text{const.} \quad (1)$$

Рост прочности с уменьшением толщины слоя должен сопровождаться повышением скорости разрушения  $V$  тела и уменьшением времени протекания этого процесса. Между тем, как экспериментально показано, в тонких слоях время до пробоя растет с уменьшением толщины разрушаемого слоя и приблизительно справедливо

$$d \cdot \tau_{\text{разр}} \approx \text{const.} \quad (2)$$

Из одинакового хода зависимостей  $t_{1\text{азр}}$  и  $E$  от толщины  $d$  пробиваемого слоя можно сделать вывод, что обе зависимости определяются одной причиной, т. е. скоростью нагружения и зависимостью прочности от экспозиции. С уменьшением толщины заирудняется развитие процесса разрушения тела, поэтому увеличиваются измеряемые прочность и экспозиция. Для развития теории разрушения представляет интерес дальнейшее исследование вольтсекундных характеристик тонких пленок и экспозиций в области электротеплового пробоя.

Из условия инвариантности энергии разрушения возрастание времени пробоя с уменьшением толщины в области, где наблюдается электрическое упрочнение, можно объяснить следующим образом. С уменьшением толщины, возрастанием прочности слоя требуется большое время нарастания напряжения до пробоя.

Когда пробую предшествуют подготовительные процессы, например, ионизация, то время пробоя зависит от прочности тела. Чем выше прочность тела, тем при большей напряженности поля формируются предпробойные процессы, поэтому тем выше их скорость. Измерение времени пробоя и скорости пробоя следует производить при разной величине перенапряжения, сравнить время и скорость пробоя в кристаллах или материалах разного состава, но при одинаковых перенапряжениях  $E/E_{\text{пр}}$ , а также при одинаковых  $E$ .

В области, где разрушение происходит под действием механических сил в электрическом поле, оно наступает катастрофически и развивается со скоростью нарастания  $E_{\text{пр}}$ . От скорости процессов разрушение может отличаться только, если скорость нарастания  $E$  значительно превышает скорость упругой волны разрушения тела. Это явление не связано с сутью разрушению тела и явится следствием условий опыта, т. е. «приборным эффектом». Расчет скорости распространения упругих волн и скорости нарастания напряженности поля позволит учесть эти эффекты.

Формулы теории прочности допускают качественную проверку, в том числе временной зависимости прочности. В случае, когда пробой и разрушение происходят без подготовительных процессов, она будет определяться скоростью упругих волн, величина которой больше для соединений

с большей связью и большей энергией решетки. Скорость разрушения зависит от физических свойств тела. Она будет больше для более прочных тел. Как следствие разрушения, происходящего при большем напряжении, скорость и время разрушения при испытании по методу полной волны и методу перенапряжения будут различными.

Скорость развития канала разрушения растет с увеличением напряженности электрического поля или механических напряжений, поэтому, чем выше прочность тела, тем больше скорость его разрушения. Это условие определяет избирательное разрушение механически и электрически более прочных компонентов в неоднородных телах и разрушение тел импульсными электрическими напряжениями при условии, что более прочный твердый диэлектрик погружен в электрически менее прочный (газ или жидкость).

Возрастание разрушающего фактора с уменьшением экспозиции является следствием постоянства энергии разрушения и наличия подготовительных процессов [10].

Внешний вид разрушения, дробящее действие или медленное испарение тела зависят от экспозиции. При медленном подведении энергии может происходить разогревание и испарение, а при быстром нагружении дробление тела на куски.

Таким образом, вид разрушения зависит от величины подводимой энергии и времени (скорости) ее выделения. Произведение величины энергии и экспозиции определяет величину действия и может явиться характеристикой тел при одноимпульсном разрушении.

Флуктуационный процесс разрушения тела в электрическом поле может протекать следующим образом. Электрон, накопивший необходимую энергию, производит ионизацию аниона. Последний в результате тепловых флуктуаций теряет свое место в решетке, образуя вакансию. Известно, что при концентрации вакансий до  $10^{20}$  см<sup>-3</sup> кристалл еще сохраняет свою форму и не разрушается.

В опытах после облучения нейтронами интегральной дозой выше  $10^{20}$  нейтрон/см<sup>2</sup> наблюдалось разрушение кристалла на отдельные части [11].

После облучения кристаллов большими дозами нейтронов наблюдалось помутнение кристаллов в результате образования вакансий и их коагуляции в поры.

Из этих данных можно оценить поток электронов, необходимый для производства ионизации анионов и образования высокой концентрации вакансий, при которой произойдет разрушение кристалла.

Возможна также вторичная ионизация катионов, нарушение кулоновского равновесия в решетке и образование катионных вакансий. Таким путем через ударную ионизацию

анионов или катионов электронами и образование вакансий за счет тепловых флуктуаций (активационный процесс) произойдет потеря связей по путям электронных потоков в решетке, образование плазмы и разрушение твердого тела.

Плазма, образовавшаяся в канале пробоя, является источником электромагнитных колебаний, частота которых определяется концентрацией электронов в плазме, что позволяет определить эту величину.

Приведенное объяснение электрического пробоя объясняет процесс накопления электронного тока через диэлектрик в результате ударной ионизации электронами, т. е. явление электронной проводимости. Процесс разрушения тела по пути разряда частично объясняется как процесс плавления под действием электронного тока.

Разряд в газах, жидкостях и твердых телах одинаково представляет собой многостадийный ионизационный процесс, который заканчивается образованием плазмы. Содержание стадий разряда и образование плазмы зависит от условий опыта и состава диэлектрика.

В газах и жидкостях разрушение материала заканчивается на стадии образования плазмы. После образования плазмы в токовом шнуре происходит ее разогревание током и расширение канала пробоя, которое сопровождается формированием ударных волн в среде. Если значение энергии, переносимой волнами, достаточно велико, то может произойти разрушение блока, в котором произошел разряд.

В последующих стадиях развития разряда и уменьшении выделения энергии в области канала его полость начинает заполняться парогазовой смесью. Пульсирующая смесь продолжает генерировать вторичные упругие колебания и волны в окружающей среде.

Пробой заканчивается при остывании канала разряда, уменьшении давления в полости, прекращении испарения и плавлении материала канала, при прекращении упругих колебаний и разрушении самого блока, в котором произошел пробой. В твердых телах, вероятно, возможна еще стадия разрушения тела, которая может быть представлена следующим образом. Часть электронов за счет каналирования в решетке накапливает в электрическом поле энергию, достаточную для ударной ионизации анионов. Качественно явление каналирования электронов было разработано еще в тридцатых годах [12].

Анионы, став атомами или даже катионами, теряют электростатическую связь в узле решетки и тепловыми флуктуациями выталкиваются в междузлия. В случае атомных и молекулярных структур вследствие фокусирующих соударений электронов в решетке возможно выбивание атомов или

нонов из узлов и при упругих соударениях. Таким образом, стадии разрушения твердого тела при пробое представляются как нормальный флуктуационный процесс, принимающий катастрофические для целостности тела вследствие ослабляющего действия плазмы и потери многих частиц из узлов решетки.

Анализ кинетических кривых накопления энергии в системе и ее расходов в образце при разрушении его при постоянной скорости накопления энергии может позволить сделать полезные выводы о протекании процессов.

Скорость расхода (выделения) энергии при разрушении образцов может быть разной в зависимости, например, от толщины слоя при пробое и смены механизма разрушения.

Когда скорость разрушения, а следовательно, и скорость расхода энергии больше, то время разрушения меньше.

В зависимости времени пробоя от толщины слоя эффект может быть связан с тем, что меняется скорость пробоя с толщиной образца, а скачок связан с изменением механизма пробоя. Изменение характера механизма пробоя должно вызвать изменение в плавном ходе зависимости времени разряда от толщины пробиваемого слоя.

Скорость подвода энергии при пробое, скорость накопления определяются параметрами цепи и образца. Эти величины известны и принимаются как заданные.

Скорость расхода энергии до начала пробоя определяется утечкой, которая растет пропорционально или находится в иной зависимости от величины напряжения на образце.

При начале пробоя скорость расхода накопленной и вновь подводимой энергии скачком изменяется. Скорость расходования энергии при разрушении зависит от механизма этого процесса.

С увеличением скорости расхода энергии на разрушение уменьшается время разрушения. При кинетическом анализе процесса разрушения строится вольтсекундная характеристика процесса. Появление нового механизма разрушения, протекающего с другой скоростью, вызовет изменение скорости расходования запасенной в системе энергии, изменит наклон вольтсекундной характеристики. Например, внешняя ионизация образца ускорит протекание пробоя, что должно привести к появлению скачка на кривой зависимости скорости пробоя от толщины или дозы.

Рассматриваемые физические механизмы разрушения твердых диэлектриков являются возможными и осуществляются при различных условиях.

## ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Воробьев, Г. А. Воробьев. Электрическая прочность и разрушение. Изд-во В. Ш., Москва, 1966.
2. М. Герднер. Теория относительности для миллионов. Атомиздат, М., 1965.
3. А. А. Воробьев. Изв. ТПИ. 140, 14, 1965.
4. Я. И. Френкель. Электричество. 8, 13, 1947.
5. С. Н. Журков. Вестн. АН СССР, 11, 88, 1957.
6. А. А. Воробьев. Изв. вуз. «Физика». 10, 39, 1967.
7. А. А. Воробьев. Изв. вуз. «Физика». 9, 159, 1967.
8. А. А. Воробьев. Усп. химии. 36, 1065, 1967.
9. А. А. Воробьев. Сб. «Пробой диэлектриков и проводников». Изд. «Энергия», М.—Л., 1964, стр. 106.
10. С. Н. Журков и др. ФТТ, 2, 2066, 1966.
11. Б. В. Будылин, А. А. Воробьев. Действие излучения на ионные структуры. Атомиздат, М., 1962.
12. А. А. Воробьев. Техника высоких напряжений. М., ГЭИ, 1945.
13. А. А. Воробьев. Ионные и электронные свойства щелочногалоидных кристаллов. Томск, Изд-во ТГУ, 1968.
14. А. А. Воробьев. Центры окраски в щелочногалоидных кристаллах. Томск, Изд-во ТГУ, 1968.

### § 17. ВОЗНИКНОВЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ И РАЗРУШЕНИЕ ПОВЕРХНОСТИ ДИЭЛЕКТРИКА ПРИ ВОЗДЕЙСТВИИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ ИЛИ РАЗРЯДОВ

Действие сосредоточенной механической нагрузки на поверхность кристалла вызывает возникновение в нем новых дислокаций. Возникновение механических напряжений и трещин разрушения в кристаллах каменной соли при надавливании острием на различные грани кристалла и направление электрических разрядов при действии электрических импульсов описано в [1]. Если острие надавливает на грань (110), то напряжение ориентируется вдоль напряжения (111). Разряды в кристаллах и механические напряжения в кристаллах являются строго ориентированными кристаллографически. Разряды в кристаллах, имеющих механические напряжения, идут по границе между напряженными и ненапряженными участками там, где градиент напряжений оказывается наибольшим.

При включении напряжения между электродами, стоящими на поверхности диэлектрика, между ними возникает однородное электрическое поле, имеющее нормальную и касательную составляющие напряженности. Касательная составляющая обуславливает развитие разряда по поверхности и ее разрушение вдоль пути разряда. Нормальная составляющая прижимает заряды в канале разряда к поверхности, обуславливает силы трения и тепловыделение при этом [2, 3]. Искровой разряд по поверхности щелочногалоид-

ных кристаллов вызывает появление дислокаций, которые образуют дендриты, ориентированные кристаллографически.

Разрушение поверхности кристаллов при поверхностных электрических разрядах начинается с распространения дислокационных дендритов. Ветви дендритов лежат параллельно направлению (110) и определяются небольшими группами дислокаций, располагающихся в направлении (110).

Разрушение поверхности диэлектрика в электрическом поле происходит при прорастании скользящих разрядов. В исследованиях Е. К. Завадовской и Л. А. Прудниковой показано, что длина поверхностного разряда уменьшается с увеличением поверхностной энергии и величины напряжения [2].

Пондеромоторные силы, возникающие при включении напряжения, понижают поверхностную энергию тела и облегчают его разрушение. Механические усилия, возникающие в диэлектрике, находящемся в электрическом поле, достаточно велики для того, чтобы вызвать появление новых дислокаций и их перемещение. Возникающие в электрическом поле вакансии, межузельные ионы препятствуют движению и способствуют их размножению. При появлении короны возникают свежие дислокации, концентрация которых растет с повышением поля и уменьшением энергии решетки щелочногалогенидных кристаллов. Повышение напряжения выше начала коронирования вызывает группирование дислокаций. Возникает сетка микротрещин с увеличением приложенного напряжения. Некоторые микротрещины разрастаются в макротрещины.

Трещины, возникающие при скользящем разряде, проявляются в виде системы пирамидальных ямок травления, а области, окружающие трещины, оказываются заполненными плоскодонными ямками травления, характерными для мест, из которых ушли дислокации.

Поверхность кристаллов в области разряда разрушается в результате развития трещин. Они развиваются в областях максимального скопления дислокаций, где имеются и наибольшие механические напряжения.

С увеличением напряжения растут размеры трещин и концентрация их скоплений на поверхности кристалла. Возрастание числа импульсов напряжения, подаваемых на электрод, сопровождается углублением трещин, увеличением их числа и концентрации, а также расширением площади, на которой отмечаются микро- и макротрещины: на большей площади наблюдается при этом скалывание поверхностного слоя. Чем меньше поверхностная энергия кристалла, тем больше степень разрушения поверхности при равных прочих условиях. Этим же можно объяснить и увеличение площади

разрушения с повышением влажности воздуха. Фигуры поверхностных разрядов зависят от полярности электрода, задающего распределение поля. Эту зависимость можно удовлетворить, учитывая, что дислокации несут отрицательный электрический заряд.

Если разряд в кристалле, погруженном в масло, происходит с острия, находящегося в контакте с поверхностью, то после подачи импульса напряжения или действия напряжения высокой частоты в кристалле наблюдаются каналы разряда и трещин, но поверхность, на которой стоит острие, кажется не нарушенной.

После травления поверхности (100) кристалла LiF Гилман и Штрауф [2] наблюдали комплекс дендритных фигур, дислокационных ямок травления, которые распространяются по всей поверхности от места контакта электрода. Ветви дендрита располагаются по направлению (100).

Если острие не имеет контакта с поверхностью кристалла, то после короны и искровых разрядов в жидкости или воздухе над кристаллом на его поверхности наблюдаются группы дислокаций. Свежие дислокации после действия искры над кристаллом образуются на участках, на которых ранее дислокаций не было.

Искровой разряд в гексане или воздухе, проникший в кристалл с игольчатого электрода, вызывает дислокации на поверхности кристаллов. Разряды на поверхности кристалла при комнатной температуре всегда вызывают возникновение дендритообразных дислокационных фигур.

При электрических разрядах на поверхности кристалла наблюдалось три типа фигур: 1) в преобладающем числе случаев образуются дендриты, ориентированные кристаллографически, 2) ветвистые дендриты и 3) изолированные группы ямок.

Путем последовательного растворения поверхности кристалла и наблюдения дислокационных ямок травления найдено, что дислокационные петли в плоскости (100) проникают на глубину 1—2 мк. Дислокационная структура меньше углублена вблизи центра фигуры и несколько больше на ее концах. Ветви, лежащие в плоскости (110), проникают глубже, чем в плоскости (100). Вдоль пути разряда наблюдаются ямки травления, подобные дислокационным ямкам травления. Изучение образований дислокаций в электрическом поле на поверхности монокристаллов LiF привело к выводу, что большее число дислокационных ямок травления, которые присутствовали в сколоте кристалле, имеют то же самое кристаллографическое направление, как и дислокации, образованные электрическими полями [4].

Нижний предел напряженности поля, при котором замечено образование дислокаций в LiF, соответствовал  $320 \text{ г/мм}^2$  механическим напряжениям. Напряжение течения этого кристалла достигает  $500 \text{ г/мм}^2$ . В случае несоприкасающегося электрода труднее оценить величину напряжения зарождения дислокаций. Ориентировочно эта величина была оценена равной  $2 \cdot 10^6 \text{ г/мм}^2$ , т. е. порядка теоретически рассчитанной напряжений для зарождения дислокаций в LiF, равной  $2,6 \cdot 10^6 \text{ г/мм}^2$ . Это значение превосходит теоретически возможную величину значения напряжения пластического течения кристалла.

Описано возникновение дислокаций при электрических пробоях в ионных кристаллах [5]. В самом месте пробоя кристалла на постоянном напряжении в резко неоднородном поле разрушение велико и его поверхность раздроблена. На некотором расстоянии от места пробоя на грани (100) образуются дислокации, расположение которых в разных кристаллах оказывается различным. На пробитых кристаллах образуются ряды дислокаций по (100) и (110).

Концентрация дислокаций около места пробоя в кристалле NaCl, электрическая и механическая прочность которого меньше, чем у LiF, значительно больше, чем у LiF.

Описаны случаи пробоя каменной соли, при которых на рентгенограммах не были замечены структурные изменения вблизи канала пробоя [6]. В кристаллах NaCl при пробое появляются лишь отдельные дислокации, закономерности в расположении которых не установлено.

Образовавшиеся при пробое дислокации располагаются в тонком слое у поверхности кристалла.

Электрическое разрушение кристаллов LiF на импульсах в неоднородном электрическом поле начинается с распространения дислокационных дендритов по поверхности. Ветви дендритов лежат параллельно направлению (100) и определяются небольшими группами дислокаций, располагающихся в направлении (110). Микроскопически дендритные ветви определяются состоящими из небольшого числа дислокационных петель, лежащих в плоскостях (110) и имеющих вектор Бюргера, направленный по (110). Дислокационные петли имеют диаметр около 10 мк. Наблюдаются также и другие поверхностные фигуры, создаваемые в электрическом поле и выявляемые травлением [3].

При электрических разрядах около поверхности диэлектрика снятие его поверхностного слоя происходит при наличии нормальной составляющей силы и составляющей параллельной поверхности в точке обработки.

При помещении на поверхность диэлектрика точечного электрода создается неоднородное поле, имеющее нормальную и касательную составляющие напряженности. Под действием нормальной составляющей электрический разряд внедряется в тело и разрушает поверхностный слой.

Под действием касательной составляющей разряд распространяется по поверхности диэлектрика или полупроводника.

Действие электрических поверхностных разрядов может повысить концентрации вакансий и дислокаций, соответственно увеличить твердость поверхности, вызвать ее «травление» и, наконец, вызвать разрушение поверхностного слоя и удаление его на глубину в несколько микрон.

Поверхностные электрические разряды могут быть применены для чистовой обработки поверхности твердых камней и стекол огранки и полировки их.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Воробьев. Тр. СФТИ, 4, (1942).
2. Л. А. Прудникова. Изв. ТПИ, 139, 73 (1965).
3. Л. А. Прудникова. Изв. ТПИ, 29, 120 (1958).
4. Л. А. Прудникова. Изв. ТПИ, 31, 738 (1960).
5. М. П. Шаскольская, Вань-Ян-Вень и Гу-Шу-Чжао, ФТТ, вып. 2, 658 (1961).
6. А. А. Воробьев, Е. К. Завадовская. МГТТИ, 1956.
7. А. А. Воробьев. Техника высоких напряжений. М., ГЭИ, 243, 1945.
8. А. А. Воробьев. Известия ТПИ. 95, 16 (1958).
9. А. А. Воробьев. Известия ТПИ. 95, 22 (1958).
10. А. А. Воробьев. Известия ТПИ, 95, 332 (1958).

#### § 18. РАЗВИТИЕ ТРЕЩИН В ИОННЫХ ДИЭЛЕКТРИКАХ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЭЛЕКТРИЧЕСКОГО ПОЛЯ\*)

В процессе пробоя диэлектриков, согласно [1—2], различают три стадии: стадия формирования заряда, в конце которой между электродами создается проводящий путь. В этой стадии, наряду с электронными процессами, сопровождающимися свечением, происходит необратимое разрушение диэлектрика — возникают трещины порядка нескольких микрон, известные в литературе под названием каналов неполного пробоя. Довольно редко удается наблюдать полное перекрытие каналом межэлектродного промежутка, в этот момент происходит очень быстрое увеличение тока и соответственно очень быстрое падение напряжения на диэлектрике. Это вторая стадия пробоя, так называемая стадия завершения разряда. После спада напряжения на диэлектрике практически до нулевого значения протекает ток через ди-

\*) Составлено М. А. Мельниковым.

электрик, вызывая соответствующие изменения в диэлектрике. Это третья послепробойная стадия.

Ниже будет идти речь о разрушении диэлектрика в стадии формирования разряда, связанном с продвижением канала разряда, для объяснения которого может быть применена теория развития [3].

Каналы неполного пробоя, наблюдавшиеся, например, А. Ф. Вальтером и Л. И. Инге [4—6], были получены при многократном приложении к диэлектрику напряжения ниже пробивного, что ставит под сомнение полученные ими значения скорости продвижения канала разряда в глубь диэлектрика.

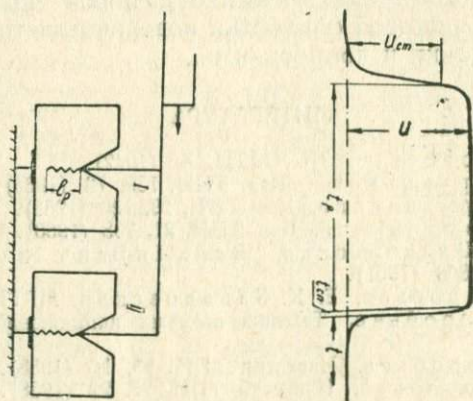


Рис. 1. Методика определения времени распространения трещины  $t_p$  (а) и длины ее пути  $l_p$ , проросшего за время

Данные [7] по развитию разряда в диэлектриках в неоднородном поле получены по методике, которая существенно не отличается от методики [6], следовательно, достоверность результатов [7] не лучше, чем в [6].

В работах [2,8—10] методика проведения исследований была следующей. На исследуемый образец подавался импульс высокого напряжения с крутым фронтом и плоской вершиной и с амплитудой, достаточной для полного пробоя. Длительность импульса ограничивали. Чтобы остановить процесс разряда в определенный момент времени, применяли так называемый метод отсечки напряжения. В опытах [2,8—10] ограничение длительности импульса достигалось тем, что параллельно подключались два одинаковых образца (рис. 1). Один из них пробивался, ограничивая длительность импульса, воздействующего на второй образец, в котором разряд не успел завершиться.

На рис. 1  $t_p$  — время, в течение которого канал разряда прорастает на длину  $l_p$ . Скорость продвижения канала разряда в глубь диэлектрика  $V_p$  в различных точках пути разряда определяется производной по времени от  $l_p(t)$ , т. е.

$$V_p = \frac{dl_p(t)}{dt}.$$

Исследования [2,8—10] были проведены на кристаллах каменной соли в однородном поле и в полях острие — острие и острие — плоскость на кристаллах NaCl и KCl при приложении поля по одному из трех кристаллографических направлений. Во всех опытах межэлектродное расстояние, т. е. толщина диэлектрика не превышала 1,2 мм.

### а. Отрицательная полярность электрода — острия в промежутке острие — плоскость

В кристаллах NaCl и KCl при действии поля по (100) при перенапряжении  $\beta > 1,25$  начавшийся у острия разряд прорастает в глубь промежутка по (100) (рис. 2 а). Иногда у острия возникает несколько трещин (рис. 2 б). При всех исследованиях значений  $\beta \geq 1,25$  и для всех толщин максимальная длина трещин с острия не превышала 70—80% от общей длины разрядного промежутка (или толщины диэлектрика  $d$ ). При исследовании кристаллов NaCl обнаружено, что навстречу разряду с острия движется встречный канал с плоскости, идущий по направлению (100), реже — (111). Иногда с плоскости прорастает несколько (до трех) трещин. Длина каналов с плоскости обычно не превышает (12—15%) от  $d$ . Как исключение наблюдались каналы разряда с плоскости длиной до  $0,4d$ . В канале разряда обнаружено фиолетовое окрашивание при исследовании кристаллов NaCl. Диаметр канала разряда в NaCl не превышает 6—7 мк и по мере продвижения разряда в глубь промежутка незначительно (причем монотонно) уменьшается. У KCl диаметр трещины на 2—3 мкн больше, чем у NaCl. При перенапряжении  $\beta = 1,1$  при приложении поля по (100) направление трещины в NaCl не строго ориентировано. От острия трещины идут по (100); затем ее направление становится неопределенным, что согласуется с данными А. Ф. Вальтера и Л. Д. Инге [4—6]. В их опытах перенапряжение на образцах отсутствовало, поэтому направление трещин при отрицательной полярности острия было неопределенным.

При приложении поля по направлению (110) и (111), при  $\beta \geq 1,6$  разряд по-прежнему идет от острия по (100), по пути разветвляется по тому же направлению, что согласуется

с данными [4]. Однако встречных каналов с плоскости в этом случае не удалось обнаружить.

Пробой образцов происходит по тому же пути, по которому прошел канал разряда неполного пробоя. Диаметр канала при полном пробое, независимо от направления поля,

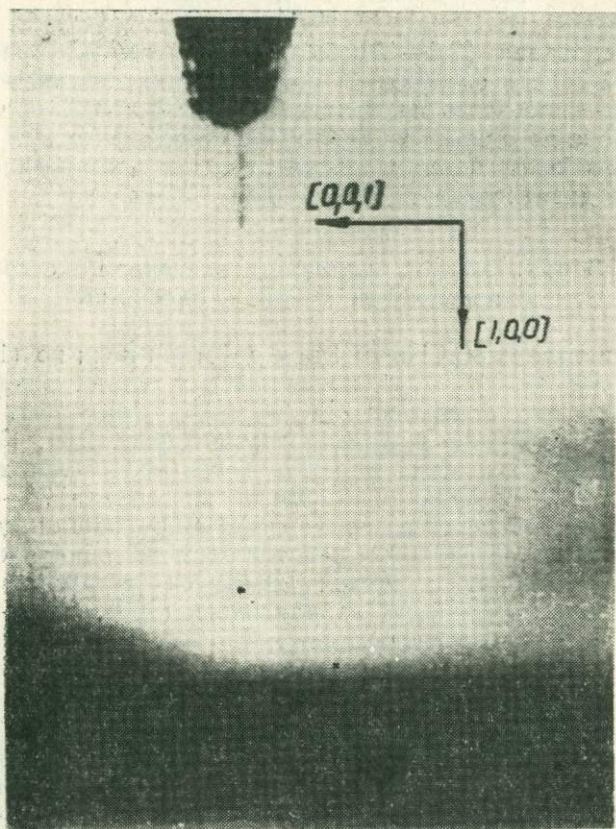


Рис. 2а. Микрофотографии трещины в NaCl при неполном пробое, отрицательное острие, поле приложено по (100),  $\beta \geq 1,25$ , увеличено в 80 раз

в 15—18 раз больше, чем в неполном пробое образца, и равняется примерно 80—120 мк. Если диаметр трещин при неполном пробое монотонно уменьшается по мере продвижения трещины в глубь диэлектрика, то в пробитом образце при приложении поля по (100) область наибольшего разрушения диэлектрика находится на расстоянии  $(0,15—0,25) d$ , считая

от плоскости, в месте встречи развивающихся с электродов трещин. При приложении поля по (110) и (111) уменьшение диаметра канала пробоя происходит от плоскости к острию.

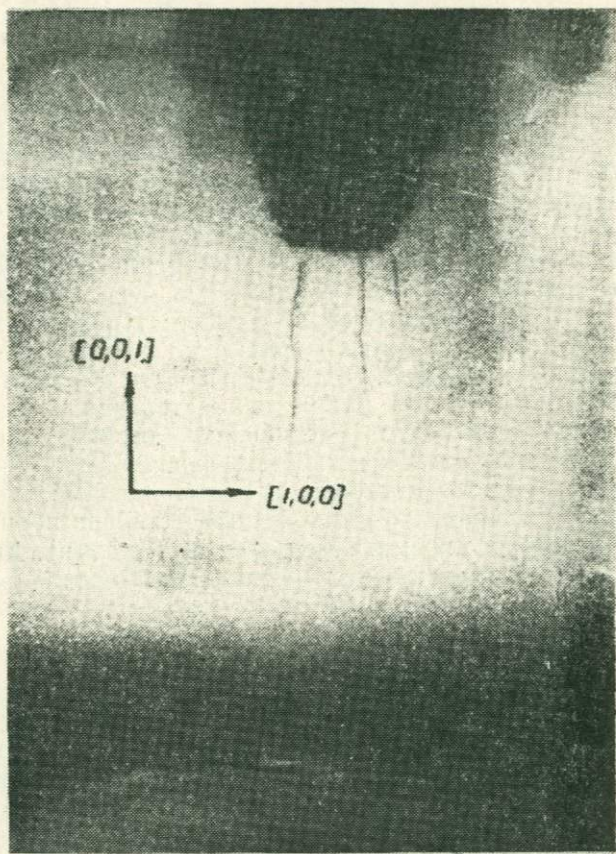


Рис. 2 б. То же, что и на рис. 2 а, только от острия прорастает три трещины

Отсекая импульс напряжений в различные моменты времени, удалось обнаружить две стадии в процессе пробоя кристаллического диэлектрика, что не получено в опытах [4—6]. В первой стадии роста канала разряда (трещины) происходит его прорастание через всю толщину диэлектрика от острия до противоположного электрода при приложении поля по (110) и (111). В случае направления поля по (100) каналы разряда прорастали как с острия, так и с плоскости навстречу друг другу до их соединения.

Во второй стадии разряда происходило расширение этого канала до его конечных размеров. От момента соединения электродов узким каналом до расширения его диаметра до конечных размеров проходит некоторое время ( $5 \cdot 10^{-9}$  сек).

### **б. Положительная полярность электрода — острия**

Когда поле приложено по (100), а перенапряжение достигало  $\beta = 1,2-1,3$ , то трещины возникают у острия и прорастают до противоположного электрода по направлению (111) и реже (110). По пути происходит разветвление трещин по тем же направлениям, иногда в конце пути трещина меняет свое направление на (110) и реже на (100).

При приложении поля по (111) и (110) трещина без разветвления идет по направлению поля. По мере продвижения трещины в глубь диэлектрика ее диаметр уменьшается. Заметное уменьшение диаметра канала происходит только при приложении поля по (100), так как в этом случае трещина по пути разветвляется. Как и при отрицательной полярности острия, обнаружено, что расширение диаметра канала в 15—18 раз происходит не в момент прорастания трещины до противоположного электрода, а несколько позже. Расширение диаметра канала до его конечных размеров происходит в течение некоторого времени (порядка  $5 \cdot 10^{-9}$  сек). Диаметр канала пробоя незначительно уменьшается в направлении от плоскости к оstriю.

### **в. Промежуток острие — острие**

Перенапряжение на образцах NaCl было  $\beta = 1,2$ . Поле прикладывалось по (100) (рис. 3). Существенным результатом исследований является обнаружение двух развивающихся от острий навстречу друг другу каналов. Трещина от положительного острия идет преимущественно по (111) с разветвлением, от отрицательного острия — по (100) без разветвлений. Место их встречи находится вблизи отрицательного острия на расстоянии не более  $0,2d$ .

Длина пути разряда в сравнимых условиях с положительного острия примерно в 8—10 раз больше, чем с отрицательного. Это может быть обусловлено либо различными начальными градиентами потенциала, при котором возникает разряд, либо различной скоростью распространения трещин от отрицательного и положительного острий. По результатам экспериментов в промежутке острие — плоскость соотношение в скоростях распространения трещины от положительного и отрицательного острий примерно такое же, как и соотношение в длинах трещин в промежутке острие — острие, отсюда

следует, что трещина в промежутке острие — острие возникает одновременно на обоих остриях, т. е. при одинаковых градиентах потенциала, а различные длины трещин обусловлены различной скоростью их распространения, что согласуется с данными А. Ф. Вальтера и Л. Д. Инге [4].

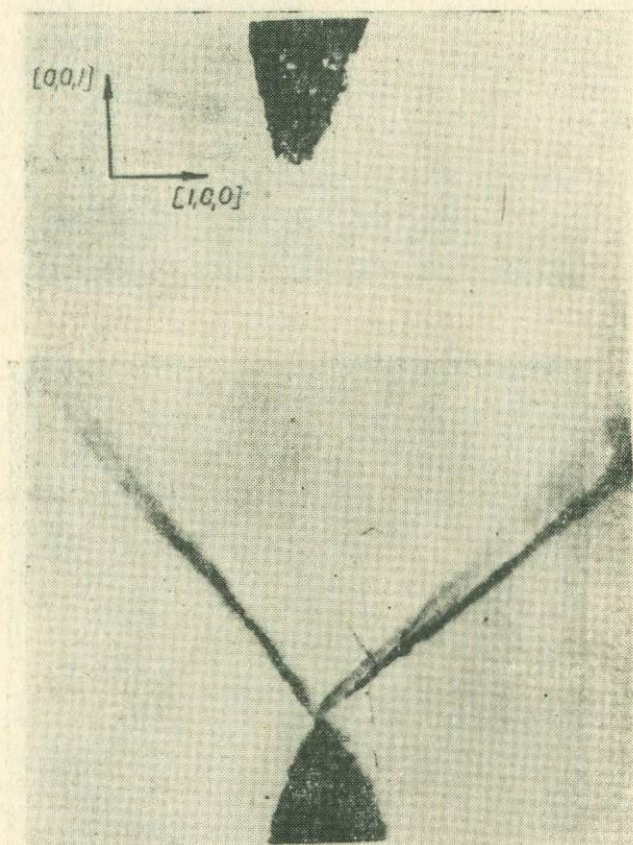
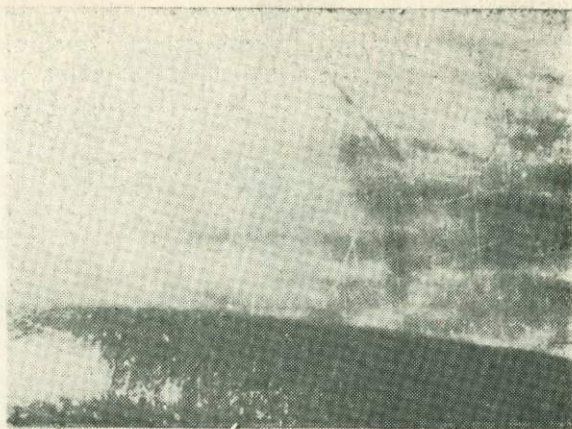


Рис. 3. Микрофотография трещины в NaCl при неполном пробое в поле острие—острие, увеличено в 80 раз. Видны трещины с обоих острий

Несмотря на одинаковую кривизну острий, иногда возникают трещины только с положительного острья, достая до противоположного электрода. Это, по-видимому, обусловлено наличием участков около положительного острья, где условия для возникновения разряда раньше выполняются, чем на отрицательном острье. Так же и в этом промежутке нам уда-

*a*



*б*

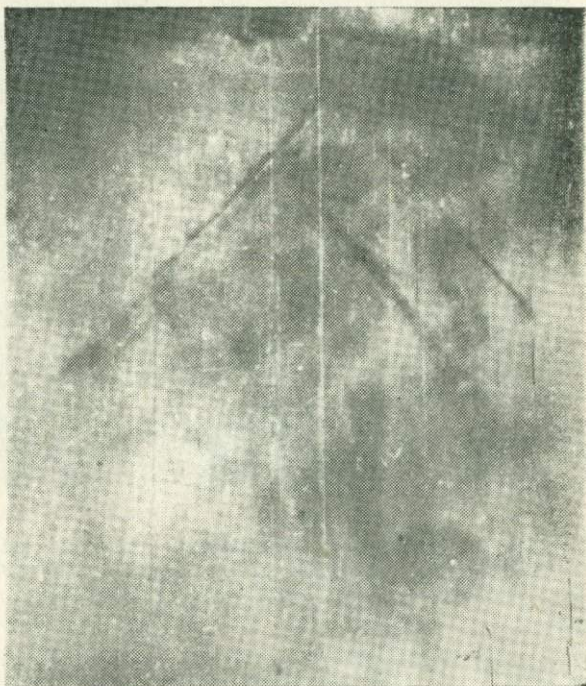


Рис. 4. Микрофотография трещины в NaCl при неполном пробое в однородном поле, увеличено в 120 раз: *a*—разряд с анода—плоскости по (111), *б*—видно несколько трещин с анода—плоскости по (111)

лось проследить последовательные стадии развития трещин, а именно вначале развиваются нитевидные каналы с острий, с момента встречи каналов начинается их расширение. Наибольший диаметр канала и наибольшее разрушение кристалла находится в месте встречи каналов.

Впервые неполный пробой в кристаллах NaCl в однородном поле (электроды — полусфера против плоскости) описан в [9]. Появление неполного пробоя в однородном поле, как и в неоднородном, объясняется недостатком времени для распространения разряда сквозь образец. Поле прикладывалось по (100). Были проведены две серии опытов. В одной из них анодом служила плоскость, а в другой — полусферическая лунка. В обоих случаях трещины с анода распространяются по (111) и реже (110) (рис. 4, а — трещины с анода — плоскости). Иногда на аноде (плоскости) возникали трещины в нескольких местах — до четырех (рис. 4, б). Очень редко наблюдается возникновение трещин у катода, распространяющихся в глубь диэлектриков по (100).

С увеличением перенапряжения на образцах примерно выше 1,2 наблюдались трещины у анода, распространяющиеся в глубь диэлектрика по (100). Как и в случае неоднородного поля, при неполном пробое в однородном поле происходит незначительное постепенное уменьшение диаметра трещины по мере продвижения ее в глубь диэлектрика.

Диаметр канала у пробитого образца, равный в среднем 90—120 мкн, уменьшается в направлении, обратном изменению канала неполного пробоя, т. е. от катода к аноду.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Воробьев и Г. А. Воробьев. «Электрический пробой и разрушение диэлектриков. Изд. «Высшая школа», М., 1966.
2. М. А. Мельников. Кандидатская диссертация «Исследование импульсного пробоя и развитие разряда в твердых диэлектриках. 1959, Томск, ТПИ.
3. А. А. Воробьев и Е. К. Завадовская. ДАН СССР (1951), 81, 375.
4. A. F. Walter und L. D. J n g e. *Ls. f. Phys.*, (1930), 64, 830.
5. А. Ф. Вальтер, Л. Д. Инге. *Электричество* (1930), 6, 83.
6. А. Ф. Вальтер. *ЖТФ*, 1931, 1, в. 5, 389.
7. J. Dittmer. *Arch. f. E. I.* 1964, 48, H—3—4.
8. Т. Н. Барченко, М. А. Мельников. *Известия МВО СССР. Энергетика*, (1959), 7, 43.
9. Т. Н. Барченко, М. А. Мельников. *Сб. «Физика диэлектриков»*, М., Изд. АН СССР, 1960, 247.
10. А. А. Воробьев, Г. А. Воробьев, М. А. Мельников. *ФТТ* (1960), 2, в. 9, 2021.

§ 19. ИЗМЕНЕНИЕ СКОРОСТИ РОСТА ТРЕЩИНЫ В ПРОМЕЖУТКЕ ОСТРИЕ — ПЛОСКОСТЬ ПРИ ОТРИЦАТЕЛЬНОЙ ПОЛЯРНОСТИ ОСТРИЯ И ВЛИЯНИЕ ПЕРЕНАПРЯЖЕНИЯ НА СКОРОСТЬ РОСТА ТРЕЩИНЫ\*)

По данным [1, 2, 3], на рис. 1 представлены результаты измерения длины трещины  $l_p$  в зависимости от времени ее распространения  $t_p$  и скорости продвижения трещины в глубь

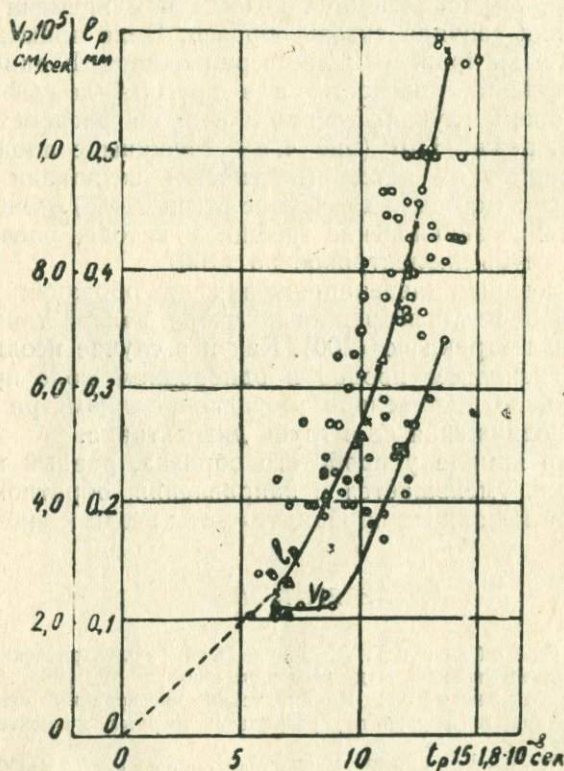


Рис. 1. Зависимость  $l_p = f(t_p)$  и  $V_p = f(t_p)$  в кристаллах NaCl, отрицательная полярность острия, поле прикладывалось по (100)  $d = 0,8$  мм,  $\beta = 1,25$

диэлектрика  $V_p$  на различных участках ее распространения для кристаллов NaCl при толщине  $d = 0,8$  мм в поле острие—плоскость. На острие подавалась отрицательная волна напряжения. Поле было направлено по (100). Кривые  $l_p$  на

\*) Составлено М. А. Мельниковым.

рис. 1 проведены по среднеарифметическим значениям  $l_p$ , а кривые  $V_p$  найдены как производные по времени  $\frac{dl_p}{dt}$  от

аналитического выражения для кривой  $l_p$ , найденного эмпирически. Те же результаты, что и на рис. 1, только без экспериментальных точек, представлены на рис. 2 для трех значений перенапряжений  $\beta = 1,28, 1,5$  и  $1,75$ . Как видно, скорость  $V_p$  при данном перенапряжении  $\beta$  не остается постоянной по длине промежутка (толщина диэлектрика  $d$ ). При движении трещины в глубь промежутка примерно до половины длины разрядного промежутка скорость  $V_p$  остается постоянной ( $V_{p0}$ ), а затем  $V_p$  начинает возрастать по экспоненциальному закону до  $V_{p\max}$ . Например, при  $\beta = 1,5$   $V_{p0} = 2,6 \cdot 10^5$  см/сек и в конце пути  $V_{p\max} = 7,5 \cdot 10^5$  см/сек.

Увеличение скорости роста трещин, по-видимому, объясняется возрастанием градиентов потенциала в оставшейся неповрежденной части диэлектрика, так как теперь большая часть подводимого напряжения приходится на меньшую длину промежутка. Как видно из рис. 1, максимальная длина трещины с острия не превышает  $(0,7-0,8)d$  при изменении  $\beta$  от 1,28 до 1,72. Этот экспериментальный факт служит подтверждением того обстоятельства, что в таком промежутке (отрицательное острие — плоскость) процесс пробоя осуществляется в результате двух встречных трещин.

С изменением напряжения на образце скорость  $V_p$  не остается постоянной. С увеличением  $\beta$  возрастает  $V_p$  как в начале пути  $V_{p\min}$ , так и в конце пути  $V_{p\max}$ , а также увеличивается среднее значение  $V_{p\min}$ , как это видно из табл. 1 и рис. 2. Область возрастающих скоростей смещает-

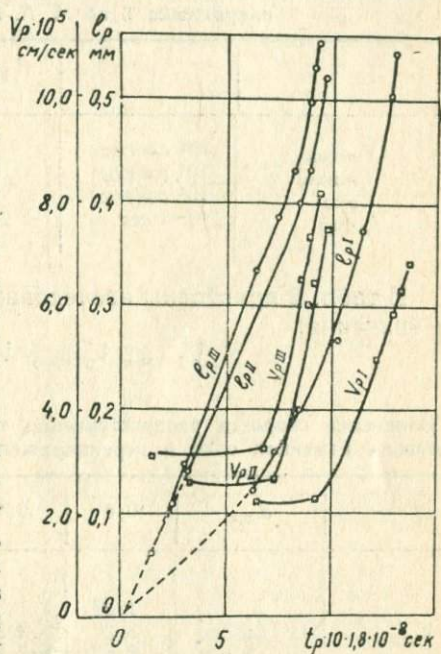


Рис. 2. То же, что и на рис. 2, только без экспериментальных точек для всех трех значений  $l_p$ ,  $V_{pI}$   $\beta = 1,2$   $l_{pII}$ ,  $V_{pII}$   $\beta = 1,5$ ;  $l_{pIII}$ ,  $V_{pIII}$   $\beta = 1,72$

ся в сторону меньшего значения времени действия напряжения. Возрастание скорости  $V_p$  начинается с одного и того же пройденного разрядом расстояния от острия при всех значениях  $\beta$ , примерно с  $(0,40-0,45)d$ . (Значение  $t_p$ , соответствующее  $I_{p\max}$ , обозначается  $t_{p\max}$ ).

Таблица 1

Изменение скорости разряда в каменной соли при изменении значения напряжения  $\beta$  по М. А. Мельникову (1-3)

	$\beta$	1,28	1,5	1,72
$V_{p\min}$	$10^5$ см/сек	2,2	2,6	3,1
$V_{p\max}$	$10^5$ см/сек	6,8	7,5	8,2
$V_{p\text{ср}}$	$10^5$ см/сек	2,4	3,22	3,5
$t_{p\max}$	$10^{-8}$ сек	24,8	18,0	17,1

В табл. 2 приведены исследованные толщины диэлектриков и значения:

$$\beta, V_{p\min}, V_{p\max}, V_{p\text{ср}}, t_{p\max}$$

Таблица 2

Изменение скорости распространения трещины с изменением толщины образца каменной соли и перенапряжения по М. А. Мельникову (1-3)

	$d_{\text{мм}}$	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2
	$\beta$	1,37	1,47	1,5	1,4	1,16
$V_{p0}$	$10^5$ см/сек	3,2	2,8	2,6	2,5	2,0
$V_{p\max}$	$10^5$ см/сек	6,6	7,0	7,5	8,6	6,5
$V_{p\text{ср}}$	$10^5$ см/сек	3,5	3,2	3,22	3,3	2,1
$t_{p\max}$	$10^{-8}$ сек	7,2	13,2	18,0	23,0	38,0

Для условий, указанных в табл. 2, характер изменения скорости  $V_p$  по мере продвижения трещин в глубь промежутка остается одинаковым для всех исследованных толщин. В начале пути разряда  $V_p$  остается постоянной, затем, начиная примерно с  $I_p = (0,4-0,45)d$ , скорость  $V_p$  начинает возрастать по экспоненциальному закону. С увеличением  $d$  область возрастающих скоростей смещается в сторону большего значения  $t_p$ . С увеличением  $d$  от 0,4 до 1 мм  $V_{p\max}$  возрастает с  $6,6 \cdot 10^3$  см/сек до  $8,6 \cdot 10^5$  см/сек, а значения  $V_{p\text{ср}}$  остаются примерно одинаковыми.

На рис. 3 приведены результаты измерения  $I_p$  в зависимости от времени приложения напряжения NaCl при приложении поля по (110). Для сравнения на рис. 4 представ-

лены зависимости  $I_p$  и  $V_p$  от времени  $t_p$  для всех трех направлений, наблюдается одинаковый характер изменения  $V_p$  по длине промежутка для всех трех случаев. В табл. 3 приведены значения  $V$  для трех направлений поля.

Из рис. 3, 4 и табл. 3 видно, что примерно при одинаковых значениях  $\beta$  скорость распространения трещины в начале пути и в конце, а также ее среднее значение при приложении поля по (100) больше, чем при (110) и (111), а область возрастающих скоростей при (110) и (111) смещается в сторону больших значений  $t_p$ .

Подводимое напряжение  $V$  в случае приложения поля по (100) и (110) и радиусы закругления электродов — острый были одинаковыми. Меньшая скорость распространения трещин при приложении поля по (110) чем по (100), по-видимому, объясняется тем, что при поле по (110) и при одинаковых значениях  $V$  средний градиент поля на пути разряда будет меньше, чем при приложении поля по (100). Различие в скоростях при приложении поля по (110) и (111) при оди-

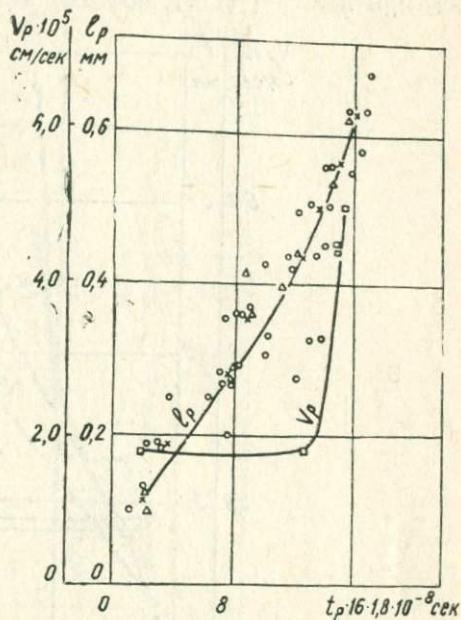


Рис. 3. Зависимость  $I_p = f(t_p)$  и  $V_p = f(t_p)$  в кристаллах NaCl в поле острие — плоскость при отрицательной полярности острия, поле по (110)  $d=0,8$   $\beta=1,61$

Таблица 3

Приведены скорости распространения в NaCl в зависимости от кристаллографического направления по М. А. Мельникову (1—3)

Направление поля	$d$ , мм	$\beta$	$V_p$ $10^5 \frac{см}{сек}$	$V_{p\max}$ $10^5 \frac{см}{сек}$	$V_{p\text{ср}}$ $10^5 \frac{см}{сек}$	$t_{p\max}$ $10^{-3} сек$
(100)	0,8	1,5	2,6	7,5	3,22	18,0
(110)	0,8	1,61	1,75	5,1	2,1	29,0
(111)	1,0	1,5	1,65	4,0	1,75	41,5

наковых направлениях пути разряда объясняется влиянием толщины и перенапряжения на  $V_p$ .

В случае приложения поля по (110)  $\beta$  больше, а  $d$  — меньше чем при поле по (111), поэтому в первом случае  $V_p$  больше.

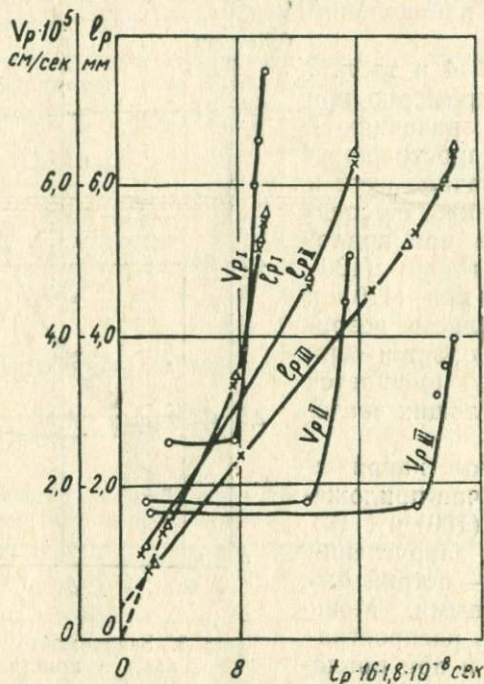


Рис. 4. То же, что на рис. 3, только без экспериментальных точек и для трех направлений приложения поля  $l_{pI}$ ,  $V_{pI}$  — поле по (100);  $l_{pII}$ ,  $V_{pII}$  — поле по (110);  $l_{pIII}$ ,  $V_{pIII}$  — поле по (111)

На рис. 5 приведены результаты измерения длины трещины  $l_p$  в NaCl при положительном острие в зависимости от времени ее распространения  $t_p$  и скорость продвижения грешин в глубь диэлектрика  $V_p$  при приложении поля по (100) и  $d = 0,8$  мм.  $\beta = 1,18$ . Аналогичный характер этих зависимостей наблюдается и при  $d = 1,0$  мм,  $\beta = 1,3$ ,  $d = 0,8$  мм;  $\beta = 1,2$ , поле приложено по (110)  $d = 0,8$  мм. Наблюдаемая зависимость  $l_p = f(t_p)$  удовлетворительно описывается уравнением вида:

$$l_p = 0,1 de^{bt/t_{p \min}} \text{ см} \quad (1)$$

и

$$V_p = 0,1 de^{bt/t_{p \min}} \frac{\text{см}}{\text{сек}} \quad (2)$$

(значения параметров в этих формулах указаны в табл. 6).  
 На кривых  $l_p = f(t_p)$  треугольниками отмечены расчетные

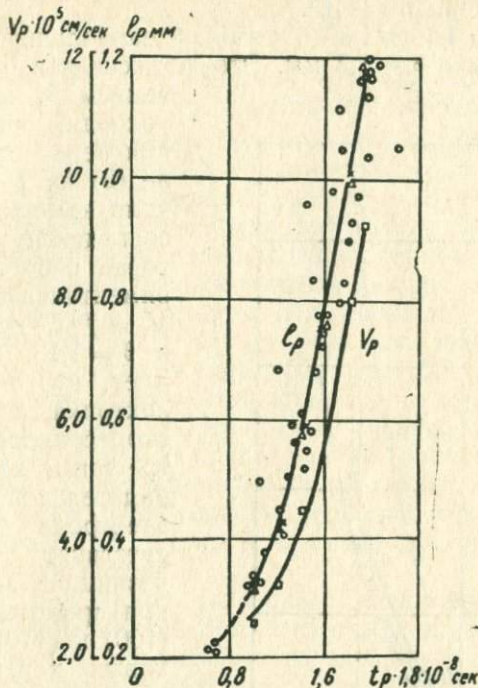


Рис. 5. Зависимость  $l_p = f(t_p)$  и  $V_p = f(t_p)$  и в кристаллах NaCl в поле острие — плоскость при положительной полярности острия и приложении поля по (100)  $d = 0,8$ ,  $\beta = 1,18$

значения  $l_p$ . В табл. 4 приведены значения  $V_p$ ,  $\beta$  для всех условий опыта.

Таблица 4

Изменение значения скорости роста трещин в каменной соли в зависимости от перенапряжения при положительном острие

Направление поля	$d$ , м.м	$\beta$	$V_{p\text{макс}}$ $10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$	$V_{p\text{ср}}$ $10^6 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$
(100)	0,8	1,18	9,3	3,4
(100)	1,0	1,3	13,5	5,5
(100)	0,8	1,2	6,4	2,8
(100)	1,5	1,1	—	1,4 (по 6)

На рис. 6 приведены зависимости  $V_p = f(t)$ , где  $V_{pI}$  для  $d = 1$  мм и  $V_{pII} - d = 0,8$  мм при поле по (100),  $V_{pIII} - d = 0,8$  мм поле приложено по (110).

Как видно из рис. 5—6 и табл. 4, наибольшая скорость  $V_p$  при  $d = 1$  мм и  $\beta = 1,3$  мм. Это объясняется большим значе-

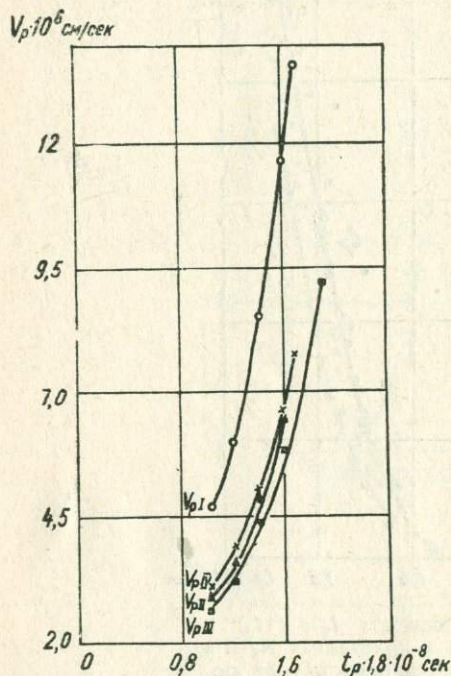


Рис. 6. Зависимость  $V_p = f(t_p)$  в NaCl для положительной полярности острия  $V_{pI} - d = 1$  мм,  $\beta = 1,3$ , поле по (100),  $V_{pII} - d = 0,8$ ,  $\beta = 1,2$ , поле по (110),  $V_{pIII} - d = 0,8$  мм,  $\beta = 1,18$ , поле по (100),  $V_{pIV} - d = 1$  мм,  $\beta = 1,18$ , поле по (100) по расчетным данным

чением  $\beta$ , чем в других условиях опыта, так как при пересчете по формуле (2) на  $\beta = 1,18$  получили кривую  $V_{pIV}$ , почти совпадающую с  $V_{pIII}$ , которая найдена по экспериментальным значениям  $V_p = f(t_p)$  при  $d = 0,8$  мм и  $\beta = 1,18$ . Отсюда следует, что толщина диэлектрика не влияет на скорость распространения трещины, как и при отрицательной полярности электрода — острия. Отсутствует значительная разница в значениях  $V_p$  при приложении поля по (100) и (110) при одинаковых перенапряжениях и толщинах диэлектриков, как это видно из рис. 6.

Из сравнения этих значений скорости с значениями  $V_p$  при отрицательной полярности острия при соответствующих значениях  $\beta$  и  $d$  видно, что при положительной полярности острия скорость распространения трещины (ее среднее значение)

в 10—12 раз больше, чем при отрицательном острие.

При подсчете средней скорости распространения разряда  $V_{cp}$  по формуле  $V_{cp} = \frac{d}{t_3}$  (3), где  $t_3$  — время запаздывания заряда, при приложении поля по (100) и положительной полярности острия, получаются заниженные значения, так как длина пути трещины  $l_p$  не равна толщине диэлект-

вазия заряда, при приложении поля по (100) и положительной полярности острия, получаются заниженные значения, так как длина пути трещины  $l_p$  не равна толщине диэлект-

рика  $d$  вследствие распространения трещины по (111), а больше  $d$  в  $\sqrt{3}$  раза, востолько же раз значение  $V_{ср}$  будет ниже при подсчете по формуле (3) при условии, что  $t_3 = t_{p\max}$ .

При положительной полярности острия трещина от острия проходит по (111) до противоположного электрода, т. е.  $l_{p\max} = \sqrt{3}d$ . Поэтому при подсчете скорости по формуле (3) при положительной полярности острия и направлении поля по (100) необходимо умножить  $d$  на коэффициент  $C = 1,7$ . При других направлениях поля  $C = 1$ , так как направление трещины совпадает с направлением приложения поля, а толщина  $d$  изменяется в направлении приложения поля.

В однородном поле трещины в диэлектрике распространяются от анода по (111) и при больших значениях  $\beta$  по (100), поэтому при приложении поля по (100) и известном направлении пути пробоя скорость  $V_p$  можно подсчитать по (3) с учетом коэффициента  $C = 1,7$ , когда пробой происходит по (111) и  $C = 1$ , когда пробой происходит в направлении поля. Ориентировочно для  $d = 0,6$  мм,  $\beta = 1,2$ ,  $V_{рсп} = 2 \cdot 10^6$  см/сек. Это больше, чем скорость роста трещин с отрицательного острия и примерно равная скорости с положительного острия.

В работе [6] показано, что длина канала неполного пробоя в кристаллах каменной соли в пределах точности измерений соответствует длине оптического изображения канала на фотопленке, полученного разверткой его свечения, а скорость развития разряда, подсчитанная по фоторазверткам, соответствует значению скорости развития трещины, последняя в сопоставленных условиях эксперимента совпадает с данными [1—3,5] (см. табл. 4).

Таким образом, образование трещины в кристалле — процесс, сопутствующий электрическому разряду и продвижению канала разряда в глубь диэлектрика, по пути движения электронных лавин и стримеров.

При данной полярности электрода-острия эмпирические уравнения кривых  $l_p = f(t_p)$  имеют общий вид, независимо от толщины диэлектрика, химического состава, направления приложения поля, перенапряжения на образце, т. е. скоростей его нагружения. С изменением этих факторов изменяются значения коэффициента, входящие в уравнения  $l_p = f(t_p)$ . При отрицательной полярности электрода-острия в поле острие—плоскость имеем:

$$l_p = V_{г0} \cdot t + 0,01 de^{bt/t_{p0}\beta} \quad (4)$$

и

$$l_p = 0,1 de^{bt/t_{p\min}} \quad (5)$$

при положительной полярности острия.

Здесь  $V_{p_0}$  — численно равно тангенсу угла наклона кривой  $l_p$  к оси  $t_p$  в начале пути разряда с острия,  
 $t_{p_0}$  — время, в течение которого  $l_p$  имеет угол наклона,  
 $b$  — примерно равный коэффициент перенапряжения  $\beta$  в квадрате,  
 $d$  — толщина диэлектрика в месте пробоя (в см)

$$B = 10\beta \text{ при } d \leq 0,8 \text{ мм}$$

$$B = 15\beta \text{ при } d \leq 0,8 \text{ мм}$$

$$t_{p \text{ min}} = (1,7 - 1,8) \cdot 10^{-8} \text{ сек}$$

(второй член в (4) действителен при  $t > t_{p \text{ min}}$ ).

Зависимость  $V_p = f(t)$ , которая находится как  $\frac{dl_p}{dt}$  при отрицательной полярности электрода — острия, будет иметь вид

$$V_p = V_{p_0} + 0,01 d \frac{b}{t_{p_0}} e^{bt/t_0} \text{ см/сек} \quad (6)$$

$$V_p = 0,1 \frac{b}{t_{p \text{ min}}} d e^{bt/t_{p \text{ min}}} \text{ см/сек} \quad (7)$$

и при положительном острие.

В табл. 5 приведены значения коэффициента, входящие в формулы 4—7 для всех условий эксперимента.

Получены следующие закономерности для описания скоростей роста трещин при электрическом разряде в кристалле.

1. Скорость продвижения трещины в глубь диэлектрика  $V_p$  при положительной полярности электрода — острия возрастает по экспоненциальному закону. При отрицательной полярности острия  $V_p$  остается постоянной примерно до половины длины разрядного промежутка (толщины диэлектрика), затем также возрастает по экспоненциальному закону.

2. Большие значения скорости роста трещин (средняя величина скоростей порядка  $(3-5) \cdot 10^6$  см/сек при положительной полярности острия и  $3 \cdot 10^5$  см/сек — при отрицательном острие), а также кристаллографическая направленность путей разряда в кристаллах согласуются с предположениями, что пробой ионных диэлектриков в неоднородном поле является электронным процессом.

3. Большая скорость распространения трещин от положительного острия в поле острие — плоскость, чем от отрицательного, а также независимость среднего значения скорости распространения трещин от толщины диэлектрика во всем исследованном интервале толщин (0,4—1,2 мм) указывает на возможность ударной ионизации при пробое ионных диэлектриков.

Диэлектрик	Направл. прилож. поля	Полярность острия	$d, \text{см}$	$\beta$	$V_{\text{ср}}$ $10^5 \frac{\text{см}}{\text{сек}}$	$v$	$t_{\text{po}}$ $10^{-8} \text{сек}$	$B$	$\theta/t_p$ $10^7 \frac{1}{\text{сек}}$	$t_{\text{p ср}}$ $10^{-8} \text{сек}$
NaCl	(100)	отриц.	0,04	1,37	3,2	1,88	4,5	13,7	4,18	0,8-1,2
"	(100)	отриц.	0,06	1,47	2,8	2,46	9,9	14,7	2,49	"
"	(100)	отриц.	0,08	1,28	2,2	2,25	15,3	12,8	1,47	"
"	(100)	отриц.	0,08	1,5	2,6	2,56	12,3	15,0	1,92	"
"	(100)	отриц.	0,08	1,72	3,1	2,7	13,7	17,2	2,00	"
"	(100)	отриц.	0,20	1,40	2,5	2,56	16,2	21,0	1,58	"
"	(100)	отриц.	0,12	1,16	2,0	2,10	30,6	15,0	6,85	"
"	(100)	отриц.	0,08	1,41	2,4	2,47	18,9	14,1	1,45	(4-5)
"	(110)	отриц.	0,08	1,62	1,75	2,71	21,6	25,2	1,26	0,8-1,2
"	(111)	отриц.	0,10	1,50	1,65	2,90	36,0	22,5	0,805	"
"	(100)	полож.	0,10	1,30	-	1,65	1,85	-	8,92	"
"	(100)	полож.	0,08	1,18	-	1,40	1,80	-	8,00	"
"	(110)	полож.	0,08	1,20	-	1,44	1,80	-	7,80	"
"	(100)	отриц.	0,08	1,68	1,80	1,82	20,7	16,8	1,36	"

## ЛИТЕРАТУРА

1. М. А. Мельников. Кандидатская диссертация «Исследование импульсного пробоя и развитие разряда в твердых диэлектриках». Томск, ТПИ, 1959.
2. Т. Н. Барченко, М. А. Мельников. Известия МВО СССР, Энергетика, 1959, 7, 43.
3. Т. Н. Барченко, М. А. Мельников. Сб. «Физика диэлектриков», М., Изд. АН СССР, 1960, 247.
4. A. F. Walther und L. D. Inge. Ls. f. Phys. (1930), 64, 830.
5. А. А. Воробьев, Г. А. Воробьев, М. А. Мельников. ФТТ (1960), 2, в. 2021.
6. Н. М. Горбин. Изв. АН СССР. Энерг. и автом. (1961), 1, 33.

### § 20. ВЛИЯНИЕ КРУТИЗНЫ ФРОНТА ИМПУЛЬСА И ЕГО АМПЛИТУДЫ НА СКОРОСТЬ РАСПРОСТРАНЕНИЯ ТРЕЩИНЫ

По А. Ф. Вальтеру и Л. Д. Инге [1], на длину пути разряда в кристаллических диэлектриках мало влияет длительность импульса, в то время как скорость возрастания напряжения от нуля до амплитудного значения оказывает большое влияние. Так, с уменьшением крутизны фронта импульса в 10 раз длина нитей разряда снижается в 3—4 раза. В их опытах напряжение было недостаточным для полного пробоя, поэтому канал разряда в стадии неполного пробоя рос, пока увеличивалось напряжение, т. е. на фронте импульса. С увеличением крутизны фронта импульса уменьшается емкостное сопротивление диэлектрика — это облегчает развитие разряда. Отсутствие осциллографирования в опытах [1, 6, 7] не даёт уверенности в достоверности количественных данных по влиянию крутизны фронта импульса на длину пути разряда.

При методике опытов [2—5], отличающейся от методики в опытах [1, 6, 7], длина  $l_p$  зависит от времени  $t_p$ , так как амплитуда импульса выше статического пробивного напряжения и трещина прорастает в течение всего времени действия напряжения  $t_p$ , при его изменении от  $2 \cdot 10^{-8}$  сек. до  $5 \cdot 10^{-7}$  сек., как это следует из рассмотренных выше экспериментальных данных, полученных при сохранении постоянной крутизны фронта импульса и равной

$$\frac{dU}{dt} = 4 \cdot 10^{12} \text{ в/сек.}$$

Для выяснения влияния крутизны фронта импульса на  $V_p$  были проведены дополнительные эксперименты, в которых крутизна фронта импульса была  $8 \cdot 10^{11}$  в/сек, т. е. в пять раз меньше, чем в описанных выше, при сохранении формы импульса.

Были получены зависимости  $l_p = f(t)$  и  $V_p = f(t_p)$  для NaCl при  $d = 0,8$  мм,  $\beta = 1,45$  при приложении поля по (100) (рис. 1). В табл. 1 приведены значения  $V_p$  при различной крутизне фронта импульса и одинаковых  $d$  и  $\beta$ .

Таблица 1

Изменение скорости роста трещины в каменной соли при изменении скорости нагружения по М. А. Мельникову [2]

Крутизна фронта импульса в/сек	$d$ мм	$\beta$	$V_{p\text{мин}}$ $10^5 \frac{\text{с.м}}{\text{с.м}}$	$V_{p\text{макс}}$ $10^5 \frac{\text{с.м}}{\text{с.м}}$	$V_{p\text{ср}}$ $10^5 \frac{\text{с.м}}{\text{с.м}}$	$t_{p\text{макс}}$ $10^{-8}$ с.м
$40 \cdot 10^{11}$	0,8	1,5	2,5	7,5	3,22	18
$8 \cdot 10^{11}$	0,8	1,45	2,4	5,7	2,80	23

Из сравнения данных, приведенных на рис. 1 и в табл. 1, полученных при различной крутизне фронта импульса и

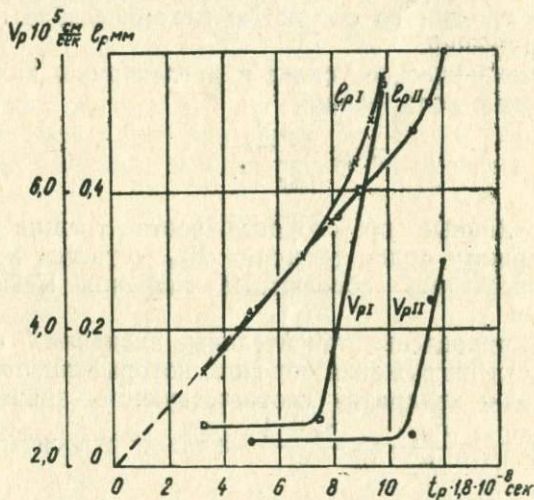


Рис. 1. Зависимость  $l_p = f(t)$  и  $V_p = f(t)$  в NaCl поле отрицательное острие — плоскость и крутизне фронта импульса  $40 \cdot 10^{11}$  в/сек. ( $l_{pI}$ ,  $V_{pI}$ ) и  $8 \cdot 10^{11}$  в/сек

прочих одинаковых условиях, видно, что процесс развития трещин с качественной стороны одинаков. Имеется различие только с количественной стороны, а именно, при меньшей крутизне фронта импульса значения  $V_p$  в начале пути и в конце пути, а также и  $V_{p\text{ср}}$  несколько ниже, чем при боль-

шей крутизне фронта импульса. В этих опытах также возникали встречные трещины с плоскости. Размеры диаметра трещин были примерно одинаковыми, независимо от крутизны фронта импульса.

Таким образом, сам факт влияния длины фронта, т. е. скорость нагружения, на  $l_p$  правильно установлен опытами [1, 6, 7], но с количественной стороны по [2—5] и [1, 6, 7] имеется расхождение в оценке влияния крутизны фронта импульса на длину трещин. При методике опытов [2—5] при снижении крутизны фронта импульса в 5 раз длина фронта изменялась при этом с  $1 \cdot 10^{-8}$  сек. до  $4-5 \cdot 10^{-8}$  сек. и соответственно при уменьшении скорости нагружения скорость распространения трещин (ее среднее значение) уменьшается на 15%.

Располагая различными значениями перенапряжений  $\beta$  на образце и соответствующими значениями скорости роста трещин при прочих одинаковых условиях эксперимента, а также значениями  $V_{рсп}$  при двух различных скоростях электрического нагружения образцов изучалась связь скорости роста трещин со скоростью механического и электрического нагружений.

По [8] механическое усилие в диэлектрике, находящемся в электрическом поле, равно:

$$F = \frac{\epsilon E_{пр}^2}{8\pi}. \quad (1)$$

Так как данные по скорости роста трещин относятся к неравномерному полю, величина  $E_{пр}$  остается неизвестной и нельзя рассчитать абсолютные значения механического усилия.

В табл. 2 приведены относительные значения  $F$  при постоянной скорости нагружения образца, которые пропорциональны отношению квадратов соответствующих значений перенапряжений, т. е.  $\frac{F_{n+1}}{F_n} = \frac{\beta_n^2 + 1}{\beta_n}$ , а также относительные значения средних значений скоростей роста трещин:  $\frac{V_{n+1}}{V_n}$ .

Из сопоставления данных  $\frac{F_{n+1}}{F_n}$  с соответствующими значениями  $\frac{V_{n+1}}{V_n}$  следует, что при прочих одинаковых условиях эксперимента изменение скорости роста трещины пропорционально механическому нагружению образца, т. е. изменение амплитуды механического нагружения образца диэлектрика в электрическом поле при сохранении скорости

нагружения и прочих одинаковых условиях испытания, влечет за собой пропорциональное изменение скорости роста трещины, при этом коэффициент пропорциональности близок к единице.

Таблица 2

№ п/п	Диэлектрик	Направление приложения поля	Полярность электрического острия	Межэлектродное расстояние, $d$ см	Перенапряжение, $\beta$	$\frac{F_{n+1}}{F_n}$	$\frac{V_{n+1}}{V_n}$
1	NaCl	(100)	отриц.	0,08	1,28	2,2	—
2	"	(100)	"	0,08	1,5	2,6	1,36
3	"	(100)	"	0,08	1,72	3,1	1,3
4	"	(100)	"	0,08	1,41	2,4	0,77

Получены следующие закономерности для скорости роста трещин при электрическом разряде в кристалле.

1. С увеличением скорости нагружения образца диэлектрика при прочих одинаковых условиях испытания незначительно возрастает скорость роста трещин по пути канала разряда.

2. Относительное изменение скорости роста трещин в электрическом поле примерно равно относительному изменению амплитуды импульса механического нагружения образца.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. A. F. Walthjer und L. D. Jnge. *Phys.*, 64, 830.
2. М. А. Мельников. Кандидатская диссертация «Исследование импульсного пробоя и развития заряда в твердых диэлектриках». Томск, 1959, ТПИ.
3. Т. Н. Барченко, М. А. Мельников. *Известия МВО СССР, Энергетика*, 1959, 7, 43.
4. Т. Н. Барченко, М. А. Мельников. *Сб. «Физика электричества»*, М., Изд. АН СССР, 1960, 247.
5. А. А. Воробьев, Г. А. Воробьев, М. А. Мельников. *ФТТ* (1960), 2, в. 9, 2021.
6. А. Ф. Вальтер, Л. Д. Инге. *Электричество* (1930), № 6, 83.
7. А. Ф. Вальтер, Л. Д. Инге. *ЖТФ*, 1931, т. 1, в. 5, 389.
8. А. А. Воробьев, Г. А. Воробьев. *Электрический пробой и разрушение диэлектрика*. Изд. «Высшая школа», М., 1966.

#### § 21. РАЗРУШЕНИЕ ТЕЛ ВЗРЫВОМ ПРИ ЭЛЕКТРИЧЕСКОМ РАЗРЯДЕ В НИХ

Для проведения горных работ затрачивается много взрывчатых веществ. Области применения взрывных работ и взрывчатых веществ быстро расширяются. Взрывы ВВ теперь применяют при подготовке строительных площадок для

обработки прессованием различных изделий, соединения металлических труб, их обжима или заполнения пластическими материалами пресс-форм сложного профиля, в разведочном бурении и во многих других случаях.

Явление взрыва представляет очень быстрое изменение состояния вещества, сопровождающееся столь же быстрым повышением температуры и давления газов, образовавшихся при взрыве, за счет чего и производится полезная работа. Процесс взрыва представляется самораспространяющимся и лавинообразным.

При бурной химической реакции, обуславливающей взрыв, происходит ионизация газообразных продуктов и образуется плазма. Высокое давление возникает при взрыве за счет образования газа, объем которого мало превышает в первый момент объем исходного жидкого или твердого ВВ и высокой температуры этих газов. Чем больше образуется газа и выше температура при химической реакции разложения ВВ, тем большее давление разовьется при взрыве вещества. Существенно также, чтобы взрыв прошел бы возможно быстрее. Это уменьшит потери энергии из области взрыва, поддержит высокую температуру газов, уменьшит возможность распространения давления из области взрыва в окружающую среду, поддержит высокое и увеличит дробящее действие взрыва.

Следует, однако, заметить, что для каждого заряда, вероятно, существует свое оптимальное время взрыва. При слишком коротком импульсе взрывное действие уменьшится. Наибольшее разрушающее действие возможно только при определенной скорости нарастания давления в зоне взрыва ВВ, выше которой при равной выделенной энергии взрыва результаты разрушения уменьшаются.

Оптимальные результаты, вероятно, получаются при достижении хрупкого разрушения и наименьшей пластической деформации разрушаемого тела. С уменьшением времени действия силы в области очень малых времен растет прочность тела.

С увеличением скорости нарастания напряжения и уменьшения экспозиции оказывается возрастающая зависимость прочности тела с уменьшением экспозиции.

Поэтому при очень коротких экспозициях действия силы и очень большой скорости нарастания давления уменьшается результат действия взрыва. В пределах оптимальной экспозиции работу взрыва, вероятно, следует оценивать по величине действия, понимая под этим определением известное в физике выражение произведения из величины выделившейся энергии или затраченной работы взрыва на время ее выделения. В некотором интервале с уменьшением времени

выделения энергии при взрыве растет его производительность, увеличиваются результаты взрыва. С уменьшением времени уменьшается величина произведения, названного действием. Последнее можно объяснить тем, что с уменьшением времени уменьшается необходимая величина действия для достижения того же результата.

Величина действия и его кванта широко применяются для описания физических явлений в атомной физике. Взрыв — явление макроскопическое. Обычно рассматривают взрыв, вызываемый процессами химического превращения взрывчатых веществ, который условно можно назвать «химический взрыв».

Указанные условия взрыва определяются свойствами ВВ и среды, в которой он происходит. Чем больше запас энергии ВВ, которая выделяется при взрыве, чем быстрее происходит реакция, тем лучше будет использован заряд ВВ.

Изготовление ВВ имеет неприятные особенности, связанные с их свойствами. ВВ может взрываться каждый раз, когда возникнут необходимые для этого условия. Такие условия могут создаваться и при случайных стечениях обстоятельств помимо воли людей. Известно, что такие катастрофы иногда происходят на заводах-изготовителях, складах и кораблях, а также при транспортировке ВВ. В производстве ВВ имеются тяжелые условия труда на некоторых участках, сложная технология и др.

Каждое ВВ имеет различные свойства. Совокупность свойств определяет область применения данного ВВ. Необходимо иметь ВВ, способные выдерживать без детонации высокие температуры. Таких материалов пока нет. Известные сравнительно температуростойкие ВВ обладают неприемлемыми другими свойствами.

Исключение полностью или частично ВВ из оборота в промышленности, имея в виду даже только указанные трудности, представляют практический интерес.

Некоторые ВВ для своего действия требуют мощного толчка, который создается с помощью постороннего возбудителя детонатора запала. Детонатор представляет собой заряд ВВ, чувствительный, например, к удару, химическому реактиву, свету.

Известны способы получения в электрическом разряде ионизированного газа при высокой температуре и высоком давлении. Укажем два способа. Если через проволочку из проводника пропустить сильный импульсный ток, то проволочка испарится. В образовавшихся парах металла можно зажечь газовый разряд. Температуру и давление этих паров можно регулировать, изменяя ток в разряде и количество энергии, пропускаемое через разряд. Подбирая параметры

разрядной цепи, возможно в объеме, в котором произошло испарение металлической проволоочки, получить изменение давления с течением времени такое же, которое получается при взрыве ВВ, т. е. осуществить физические условия взрыва без ВВ.

Указанное действие можно усилить, если взрыв проволоки произвести в взрывчатом веществе. По техническим причинам взрывающие проволоочки можно эффективно применять только как эквивалент малых количеств ВВ — несколько граммов, т. е. для целей инициирования взрыва. Зажигание импульсного электрического разряда можно осуществить, вызывая пробой между двумя металлическими проводниками, находящимися в изолирующей среде или слабо проводящей, например, в воде. Электрический разряд разогреет воду, испарит ее, пары воды диссоциируют в разряде на водород и кислород, которые ионизируются. Образуется плазма. Увеличивая количество энергии, протекающей через разряд, можно менять температуру плазмы, увеличивать давление.

Законы изменения давления в объеме разряда со временем известны. Они определяются законами разрядной цепи, включающей и промежутки, в котором происходит разряд. Можно осуществить изменение давления в области разряда по такому же закону, какой имеется для области взрыва ВВ, и осуществить взрывное действие с помощью капли или стакана воды и источника электрической энергии импульсного действия.

Явления электрогидравлического удара представляют собой частный случай взрывного действия импульсного электрического разряда в жидкости.

Для получения сверхвысоких давлений необходимо увеличивать мощность взрыва, т. е. скорость выделения энергии. Этого можно достичь путем уменьшения времени выделения энергии или увеличения подводимой энергии или одновременно того и другого. Удельный запас энергии на единицу массы взрывчатого вещества, который может быть выделен при взрыве, ограничен. Рассчитывать на создание новых ВВ, в которых удастся добиться значительного повышения плотности, запасенной энергии, пока нет научных оснований.

Электрический взрыв путем зажигания импульсного газового разряда осуществляется за счет внешнего источника энергии, ресурсы которого могут быть весьма велики.

Разработка источников электрической энергии большой мощности даже в ближайшее время может дать большие положительные результаты, т. е. разработка проблемы осуществления взрыва за счет внешнего, а не внутреннего источника мощности в настоящее время является более перспективной.

Другой путь получения сверхвысоких давлений — это увеличение плотности энергии в области взрыва. Для этого энергию взрыва, равномерно распределенную в объеме, перераспределяют и спускают потоки газов в одном направлении. Перераспределение происходит с помощью отражателей. Используя законы гидродинамики, ориентируя газовую струю, получают кумулятивный направленный взрыв. В области сверхвысоких давлений температура газов, вызывающих это давление, будет также высокой. Тяжелые условия работы материалов в устройстве для формирования кумулятивной струи ограничивают достижимые высокие температуры и сверхвысокие давления.

При образовании плазмы в электрическом разряде можно распределить потоки заряженных частиц, также используя законы гидродинамики и, кроме того, законы электронной оптики. Пользуясь законами электронной оптики, можно управлять траекторией движения частицы с помощью электрических и магнитных полей. В этом случае будет отсутствовать контакт с отражателем и тепловые потери за счет теплопроводности. Таким путем возможно управлять траекторией частиц, имеющих практически сколь угодно большие скорости вплоть до предельных околосветовых и обеспечивать сверхвысокие давления на поверхности, оказываемые сконцентрированными струями плазмы.

Электрический взрыв осуществляется за счет энергии внешнего источника, позволяет осуществить большую концентрацию энергии во времени и пространстве и имеет много других санитарно-технических и коммерческих преимуществ и перспектив развития. На большие возможности применения электроразрыва обращалось внимание нами и ранее.

Теплота превращения применяемых в технике ВВ изменяется в пределах от 900 до 1800 ккал/кг. Получение такого количества энергии, выделяемого, например, 1 кг ВВ при его превращении при импульсном электрическом разряде, представляет технические трудности.

Основным преимуществом ВВ является высокая объемная плотность энергии ВВ и горючих смесей, достигающая несколько ккал/г и на несколько порядков величины превышающая энергию, запасаемую в генераторах импульсных напряжений, которые можно применять для электрического взрыва. Зато в области искрового разряда концентрация энергии превышает концентрацию энергии в области химического взрыва и при специальных условиях может быть мало отлична от концентрации энергии при ядерном взрыве.

Приводя эти соображения, мы полагаем, что по мере внедрения электрического взрыва будут уточняться выгодные области применения химического и электрического взрыва.

В разобранных случаях исходным рабочим телом для электровзрыва является металл, вода. Если почему-либо взрыв не произошел, то рабочий объем будет безопасным для дальнейшей подготовки взрывных работ без какой-либо предварительной очистки забоя.

Источником энергии, выделяющейся в забое, может явиться электрическая энергия, имеющаяся теперь в любом месте. Для получения импульсного электрического разряда по способу пережигания проволочек необходим генератор сильных импульсных токов.

Для получения взрывного эффекта, эквивалентного одному килограмму тринитротолуола, может быть изготовлена стационарная установка.

Во втором случае, когда необходим источник высокого напряжения для пробоя диэлектрика или полупроводника и поддержания импульсного разряда в забое, также может быть изготовлена установка практически необходимой мощности в разряде.

Указанные способы производства взрывных работ, разрабатываемые в Томском политехническом институте с конца 1950 года, находят разнообразное применение и кроме разрушения тел. Изготовлены и применяются прессы для приготовления таблеток из лекарств, прессования пластмасс и другие.

Успешно применяются указанные устройства в качестве детонаторов для поджигания ВВ, требующих чувствительных инициирующих веществ или, наоборот, малочувствительных веществ. Преимущество этого способа подрыва ВВ состоит не только в устранении детонаторов, а также возможности регулирования момента начала взрыва запала в миллиардных долях секунды. Такой способ поджигания протяжных зарядов имеет многие свои преимущества, позволяя взрывать любое число зарядов по заданной программе. Недостатком способа является расход кабеля связи между зарядами, разрушающегося вместе с взрывным устройством.

В тех случаях, когда взрывные работы производятся с помощью зарядов, составляющих доли одного килограмма тола, в качестве рабочего тела можно успешно применять воду, жидкий кислород в смеси с другими веществами, а в качестве рабочего процесса — импульсный электрический разряд в этих веществах. Для взрывных работ с помощью зарядов предложены дешевые патроны из влагостойкой бумаги, заполняемой водой.

Существенной стороной применения электричества является общее улучшение условий труда. Электрические установки, требуемые для производства работ, представляют такую же опасность, как и другие установки высокого напряжения

10—110 кв. Взрыв водопатронов дает только пары воды, кислород и пыль от разрушаемого тела. Это, конечно, выгодно отличает гигиеническую обстановку после взрыва водопатронов от обстановки после взрыва ВВ. В случае отказа патрон с водой так же, как любой другой сосуд с водой, является безопасным и легко удаляется. Большие применения в лабораторных исследованиях, имитирующих взрывные действия, могут получить импульсные электрические разряды в среде. Преимуществом таких исследований является возможность регулирования характеристик импульса в широких пределах, точного их измерения и полная автоматизация всех работ.

Во многих областях технологии, связанных с применением кратковременных давлений в стационарных заводских условиях, могут быть применены импульсные электрические разряды.

В Томском политехническом институте разработаны источники импульсных токов или напряжений и необходимая коммутационная аппаратура и измерительные устройства для работы в области от миллисекунд (тысячные доли секунды) до наносекунд (миллиардные доли секунды).

Имеются необходимые предпосылки для практического использования электроимпульсной технологии во взрывном деле. В лабораториях института разработаны различные типы электродетонаторов и компактных генераторов для их запала. Эти установки нашли разнообразное практическое применение для подрыва ВВ.

Применительно ко многим случаям практики проблема электродетонации решена.

В последние два десятилетия достигнуты значительные успехи в изготовлении электрических конденсаторов. Величина энергии, запасаемой в единице объема емкости конденсаторов, быстро растет. Практические конструкции конденсаторов с тонкослойной изоляцией, применяемые пока для цепей низкого напряжения в радиотехнике, позволяют надеяться на достижение большого прогресса также и в изготовлении высоковольтных конденсаторов больших емкостей с высокой концентрацией запасаемой в них энергии. Физическая теория электровзрыва в необходимой степени подготовила перспективу для его внедрения в практику во многих областях техники.

Применение водопатронов в шахтных условиях выдвигает вопросы новой организации производства взрывных работ. Например, вопрос о месте расположения, о выборе наибольшего удаления генератора импульсных токов от забоя, вопрос о том, что выгоднее: подвижной или стационарный источник и, наконец, о технико-экономических возможностях

применения стационарных и передвижных источников питания разряда.

В настоящее время сооружены генераторы импульсных токов, запаасающих энергию свыше 10 мегаджоулей, что соответствует примерно нескольким кг наиболее мощных технических ВВ (7,3 мдж на кг ВВ). Объем установки, питающей разрядный промежуток, можно значительно сократить, если применить подвод энергии в область разряда от импульсного генератора напряжений, что вызовет пробой промежутка и последующее пропускание большого тока от установки высокого напряжения промышленной частоты. Количество энергии, пропускаемое через объем, в котором разогревается плазма, может быть увеличено на много порядков, если после зажигания разряда через этот промежуток пропускать энергию из цепи постоянного и переменного тока промышленной частоты. Некоторые схемы такого электропитания разрядного промежутка были разработаны и применены в ТПИ в практике проф. Е. К. Завадовской и автором.

---

## § 22 ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Атомная структура и химический состав идеальной, ненарушенной решетки является научной основой физики фундаментальных, собственных свойств твердого тела. На основе данных об идеальной атомной кристаллической структуре можно развивать учение о реальной решетке, морфологии, движении и взаимодействии дефектов. Химическим составом, атомной структурой и ее дефектами определяются физические свойства кристаллов.

Свойства тел разделяют на собственные или структурно-чувствительные и структурно-чувствительные, определяемые нарушениями решетки и сплошности тела.

С увеличением сил связи между частицами в молекулах полимеров или кристаллической решетке растет их устойчивость. Собственные и структурно-чувствительные свойства кристаллов определяются энергией взаимодействия между частицами, а для ионных соединений — энергией решетки. Чем больше сила и энергия взаимодействия между частицами тела, тем больше энергия активации ионных, электронных и дырочных процессов.

Из этого следует, что для образования материалов высокой устойчивости необходимо применять энергоемкую технологию, например, высокие давления и температуры, позволяющие сближать частицы на малые расстояния, уменьшать свободную энергию системы.

Приведенные выше общие энергетические положения находят свое подтверждение и при изучении радиационной стойкости ионных соединений.

Представляет интерес знание комплекса физических свойств тела и закономерностей их изменения в разных условиях. Законы связи между свойствами тела, химическим со-

ставом и структурой необходимо знать и при разработке новых материалов с заданными свойствами.

Между свойствами тела существует внутренняя связь, что позволяет составить уравнение состояния реального неоднородного твердого тела. Термодинамические соотношения позволяют установить соотношение между нормальными тепловыми, механическими и оптическими свойствами ионного кристалла и изменением свободной энергии [1]. С некоторой точностью в линейном приближении величину свободной энергии в термодинамических уравнениях можно заменить величиной энергии решетки, которая определяется более просто [2].

Энергия кристаллической решетки, выраженная через произведение валентностей и обратно пропорциональная сумме ионных радиусов, входящих в соединение, зависит от химического состава и структуры вещества. Свободная энергия зависит также и от условий предыдущей обработки твердого тела, поэтому корреляция между свойствами тел и энергией решетки хорошо выявляет влияние химического состава [3]. Энергия решетки характеризует идеальный кристалл при температуре абсолютного нуля.

Физические свойства реального кристалла изменены за счет дефектов решетки и тела. Дефектность кристаллов является одним из основных свойств. Как и многие другие свойства кристаллов, дефектность, характеризуемая концентрацией дефектов, имеет корреляцию с энергией решетки. Разные условия измерения в неодинаковой степени усложняют зависимость исследуемой характеристики от энергии решетки. Для многих случаев эти соотношения определены и установлена связь или корреляция между энергией решетки и физическими свойствами тела [4].

Механическая, электрическая прочность тела, его устойчивость при химических, тепловых воздействиях и действии радиации возрастают с повышением энергии связи между частицами. С увеличением энергии решетки длинноволновой край собственного поглощения в ультрафиолетовой и длинноволновой частях спектра закономерно смещается в сторону коротких длин волн.

Простые соотношения различных характеристик ионных соединений с энергией решетки позволяют оценивать изменения свойств тела при изменении состава или условий испытания.

С помощью одного параметра (энергии решетки для кристаллических соединений или температуры стеклования для стекла) можно удобно классифицировать свойства ионных соединений, или с помощью теплоты атомизации классифицировать материалы с ковалентными связями и определять

практически интересные характеристики. Выводы теоретических и экспериментальных исследований представляют интерес для физики горных пород и искусственных камней, стекла и керамических материалов.

Соединения с более высокой энергией связи между частями, образующими основную структуру, имеют большую устойчивость при внешних воздействиях. Так, например, кислородные или галогидные соединения бериллия и магния будут образовывать более жаростойкие керамические материалы с высокой механической и электрической прочностью, чем соединения бария или кадмия.

Ионные кристаллы являются удобной моделью для изучения физических свойств тел не только с ионным типом связи. Нарушая структуру решетки введением примесей, действием облучения, механической или термической обработкой, можно изменять систему энергетических уровней для электронов в ионной решетке. Таким образом, можно наблюдать возникновение электронных и дырочных полупроводниковых свойств кристалла. Регулируя концентрацию электронов и дырок и энергетические спектры, можно моделировать многие физические явления в твердых телах.

Многие свойства ионных структур изменяются при нарушении кристаллической решетки путем введения примесей, образования точечных дефектов или их агрегатов, дислокаций, появления локализованных электронов или дырок и других дефектов. Для установления связи между изменением структурно-чувствительных свойств тела и дефектами последовательно изучают зависимость свойства от условий образования дефектов, их концентрации и других характеристик дефектности структуры. Таким путем определено понятие структурно-чувствительных свойств и найдены многие закономерности, описывающие их. Возможным является также и другой путь. Внешнее воздействие на тело сопровождается поглощением энергии, часть которой запасается в образовавшихся устойчивых дефектах. Последние и определяют изменение структурно-чувствительного свойства тела.

Образование дефектов в кристаллической решетке сопровождается изменением свободной энергии системы за счет энергии, запасенной в этих дефектах, и увеличения внутренней энергии. Одновременно точечные дефекты в решетке повышают конфигурационную энтропию системы, что может вызвать уменьшение свободной энергии при высоких температурах [2].

Увеличение концентрации точечных дефектов в решетке может происходить при радиационной, механической или тепловой обработке кристалла и сопровождаться запасанием энергии в кристалле.

Величина запасенной энергии определяется концентрацией дефектов и энергией, приходящейся на каждый дефект. Зная, какие структурно-чувствительные свойства определяются этим видом дефектов, по величине запасенной энергии можно определить ожидаемое изменение свойства тела. Величина запасенной энергии позволяет произвести оценку концентрации дефектов, а по величине энергии, приходящейся на каждый дефект, иметь суждение о типе дефекта.

Запасенная энергия монотонно возрастает с температурой Дебая  $\Theta_D$ . Найденная зависимость, по-видимому, дает возможность предсказывать поведение диэлектриков в поле излучения, зная их одну характеристику — температуру Дебая. Максимальная величина запасенной энергии не может быть более энергии, запасаемой электронно-дырочной парой.

Наблюдается аналогия закономерностей, описывающих механическое, температурное, электрическое и радиационное повреждение и разрушение твердых тел.

Время разрушения образца при растяжении (долговечность) растет экспоненциально или более быстро с уменьшением величины напряжения и понижения для температуры. Такая же зависимость времени пробоя от перенапряжения наблюдается при электрическом пробое твердых диэлектриков.

При электрической форме пробоя электрическая прочность растет с повышением температуры твердого диэлектрика. При экспозициях меньше  $10^{-4}$  сек. механическая прочность на разрыв также растет с повышением температуры. В области больших экспозиций и высоких температур прочность на разрыв и прочность диэлектриков при электротепловом пробое понижается с повышением температуры.

Прямые, представляющие зависимость  $\ln t_{\text{разр}} = f(\sigma)$  при разных температурах  $T$  для образцов из данного вещества, или прямые  $\ln t_{\text{разр}} = f(T^{-1})$ , построенные для разных напряжений  $\sigma$ , пересекаются в одной точке.

Зависимости  $\ln t_{\text{разр}} = f(\beta)$ , где  $\beta$  — величина перенапряжения при электрическом пробое, снятые при разных температурах, пересекаются тоже приблизительно в одной точке. Для данного материала имеется такая величина  $t_{\text{разр}}$  и отвечающее ей механическое напряжение  $\sigma$  или электрическое переапряжение  $\beta$ , которые не зависят от температуры. Прочность тела при этом оказывается не зависящей от экспозиции. При пробое кристаллов щелочногалонидных солей прочность не зависит от состава кристалла в области длительности  $10^{-9}$  сек. При экспозиции  $10^{-8}$  сек прочность не зависит от температуры [18].

В случае сублимации наблюдается экспоненциальное возрастание времени испарения с понижением температуры тела.

Механическая прочность тонких нитей растет с уменьшением площади поперечного сечения нити [19], электрическая прочность и время пробоя тонких слоев диэлектриков растут с уменьшением толщины пробиваемого слоя [20]. Время до разрыва тонких нитей не изучено.

Одинаковый ход зависимости прочности от температуры и длительности нагрузки при механическом, электрическом и температурном разрушениях твердых тел позволяет в известных пределах моделировать какой-либо из перечисленных способов разрушения с помощью другого [21, 22].

Два возможных способа механического разрушения твердых тел — «катастрофический» и с подготовительными процессами — и несколько возможных способов пробоя в литературе противопоставляются друг другу и взаимно исключаются. В зависимости от условий разрушения возможно осуществить разрушение или одним способом, или другим.

Практически имеется больше возможностей регулировать процесс электрического разрушения твердого тела при его пробое. Возможные физические процессы при пробое также разработаны достаточно детально. Многочисленные физические теории электрического пробоя разделяются на две группы: одни теории описывают пробой как катастрофическое явление, наступающее при достижении в диэлектрике напряженности поля, равной его электрической прочности  $E_{пр}$ ; другие теории исходят из предположения, что при достижении  $E_{пр}$  в диэлектрике развиваются процессы, например, ионизация ударом, приводящие к его разрушению.

Катастрофическое разрушение возможно только при кратковременной нагрузке, длительность которой должна быть меньше продолжительности элементарных актов, подготовляющих разрушение, т. е. в пределе меньше длительности процессов в возбужденных молекулах. В другом случае разрушению предшествуют подготовительные процессы, например, при механическом разрушении — диффузионные, дислокационные или другие процессы (ползучесть), а при электрическом пробое — ионизационные.

Если разрушение происходит также без подготовительных процессов силами электрического поля  $E$ , действующего на заряды, то теоретическая электрическая прочность  $E_{пр}$  растет пропорционально параметру решетки  $r_0^{-0,5}$ , с увеличением модуля упругости, механической прочности на растяжение  $F_{max}$  и поверхностной энергии тела  $U_s$ .

В качестве критерия разрушения принимается, что разрушение наступает тогда, когда энергия, передаваемая решетке, достигает величины энергии решетки, а при возможности последовательного накопления энергии частицами в процессе

ее возбуждения — доли этой величины [25]. Электрическая прочность твердых диэлектриков [3] растет с увеличением энергии решетки пропорционально  $V^{0.5}$  и уменьшению времени свободного пробега  $t$  электронов, т. е. времени развития пробоя  $t_{\text{разр}}$ . Электрическая прочность кристаллов растет с увеличением механической прочности, поверхностной энергии, энергии решетки и уменьшением параметра решетки [25], т. е. (1) подтверждается.

В кристаллах щелочногалоидных солей при напряженности поля, равной электрической прочности, возникают внутренние механические напряжения, достигающие технической прочности диэлектрика [26].

Из условия внезапного разрыва решетки силами электрического поля или после подготовительных процессов разрушения решетки при ударной ионизации, а также разрушения решетки пондеромоторными силами в электрическом поле получаются согласующиеся результаты о теоретической прочности твердых диэлектриков при электрическом пробое и зависимости электрической прочности кристаллов от их состава, структуры и условий опыта.

Из описания пробоя как следствия передачи энергии движущимися электронами следует гиперболическая зависимость (1) между величиной электрической прочности  $E_{\text{пр}}$  ио временем пробоя  $t_{\text{разр}}$ . Такая зависимость для кристаллов щелочногалоидных солей наблюдается экспериментально от времени пробоя  $10^{-9}$  сек [27]. При времени пробоя порядка наносекунд электрическая прочность оказывается одинаковой для щелочногалоидных кристаллов различного химического состава.

Зависимость (1) также вытекает из следующих общих физических соображений. С увеличением электрической прочности диэлектриков в более сильных предпробивных полях электроны будут двигаться быстрее и накапливать необходимую для разрушения структуры энергию за более короткое предпробивное время  $t_{\text{разр}}$ . Поэтому в простейшем случае можно написать условие (1) или более сложную функцию:  $t_{\text{разр}} = f(\epsilon^{-1})$ .

Если разрушение происходит после пластической деформации, то подвижность дислокации с увеличением механического напряжения для тел высокой прочности быстро растет [28, 29]. В таком случае время на подготовительные процессы разрушения сокращается. Возрастание величины прочности тела на разрыв и его электрической прочности с уменьшением экспозиции следует из условия затраты постоянной величины энергии на его разрушение. Уменьшение экспозиции должно сопровождаться повышением мощности и амплитуды разрушающей нагрузки [22, 30].

Величина механической прочности и электрической прочности для случаев разрушения тела без подготовительных физических процессов от времени не зависит и является собственной структурно-нечувствительной величиной прочности.

Разрушение без предварительной подготовки происходит со скоростью распространения упругой волны в теле, которая является характеристикой тела, а не условий его нагружения.

Из приведенного также следует и обратный вывод. При наличии зависимости времени разрушения от величины прочности разрушаемого тела его разрушению предшествуют некоторые подготовительные процессы. Определяемая в этих условиях величина прочности является структурно-чувствительной характеристикой и зависит от условий измерения. При электрическом пробое твердых диэлектриков практически возможно осуществить оба описанных вида разрушения.

Повреждение тела и его разрушение под действием электрической и механической нагрузок схематично можно описать одинаково. В начальной стадии происходит лавинообразное размножение дислокаций, например, по механизму Франка и Рида, или электронов путем ударной ионизации. У головки скопления дислокаций или головки лидера разряда напряжение может поддерживаться на уровне, при котором происходит развитие трещины при механическом нагружении или лидера при электрическом. Рост трещины (лидера) сопровождается накоплением дислокаций или электронов в разряде. Для целости тела при катастрофическом лавинообразном размножении дислокаций на стенках и в устье трещины, или электронов в канале разряда, является опасным не столько возрастание потока частиц, сколько спад напряжения, необходимого для поддержания процесса размножения, т. е. уменьшение сопротивления тела перемещению дислокаций или электронов. Если стабилизировать сопротивление тела протеканию потоков дислокаций или электронов или дать им стоки, то можно стабилизировать эти процессы и обеспечить целость тела. Хрупкое разрушение тела и электрический пробой происходят при малой концентрации дислокаций и малом электронном токе в разряде. Блокирование дислокаций и образование их скопления или накопление электронного объемного заряда вызывает возникновение перенапряжений, которые обуславливают появление хрупкого разрушения. Последняя может спонтанно распространяться, если выполняются известные условия Гриффитса в случае механического нагружения или условия Горовица при действии электрического поля.

Идеально совершенная кристаллическая решетка может быть разрушена в случае, если: 1) разрываются силы связи между ее частицами или 2) исчезают силы связи в решетке,

например, в ионной решетке разноименные ионы превращаются в атомы или становятся ионами одного знака. Разрушение дефектной решетки реального кристалла может произойти теми же путями, что и решетки идеального кристалла. Кроме того, дефектный кристалл может разрушиться, когда концентрация дефектов в решетке достигнет некоторой предельно допустимой, при которой твердое тело уже не может больше сохранять свои свойства. Теория кристаллической решетки позволяет вычислить величину прочности идеальной решетки, когда разрушение происходит в отсутствие каких-либо вторичных процессов, возникающих под действием разрушающего фактора.

Разрушение идеальной решетки рассматривается как мгновенное катастрофическое явление, возникающее в теле по достижении величиной разрушающего фактора прочности тела. В том случае, когда в теле при действии разрушающего фактора могут протекать какие-либо физические процессы, то разрушению тела может предшествовать нарушение его структуры и значительное снижение измеряемой прочности.

Кристаллическая решетка всегда имеет дефекты, равновесная концентрация которых зависит от свойств структуры и внешних условий.

Изолированные дефекты при их тепловом движении соединяются друг с другом, образуют комплексы вакансий, которые затем превращаются в поры. При более высокой температуре эти комплексы могут распадаться на изолированные вакансии.

Концентрация дефектов данного типа в решетке является результатом статистического равновесия процессов образования и залечивания их.

Разрушение твердого тела представляется как многостадийный физический процесс. Первыми стадиями его являются образование вакансий и связанных с ними дислокаций, объединение вакансий в двойки, тройки и т. д., образование облаков дислокаций, т. е. микрповреждений решетки.

При термической, радиационной или механической обработке материала тип кристаллической решетки, т. е. ближний порядок в расположении атомов не изменяется, поэтому не изменяется и энергия их межуатомной связи, т. е. величина потенциального барьера  $U$ .

При такой обработке меняются размеры областей с совершенной решеткой, меняется взаимное расположение таких областей. Активационный процесс разрушения твердого тела представляется как процесс, определяемый тепловым движением атомов, протекание которого связано с флуктуациями тепловой энергии частицы.

Приложенное внешнее напряжение раздвигает атомы тела и снижает потенциальный барьер, как это разработано в теории тепловой ионизации атомов в присутствии внешнего электрического поля Я. И. Френкеля [31].

Вследствие тепловых флуктуаций энергии атомов понижение потенциального барьера за счет действующей силы может создать достаточные предпосылки для разрушения связи между атомами тела. С повышением температуры или напряжения и понижением потенциального барьера экспоненциально растет число случаев разрыва межатомных связей, как это следует из уравнения (2).

Внешняя сила, действующая на тело, создает направленность процесса разрушения связей. В отсутствии напряжения распад связей и их восстановление находятся в статистическом равновесии, поэтому процесс разрушения тела не развивается.

Под действием внешней силы стимулируется распад связей и затрудняется их восстановление, поэтому развивается необратимый процесс разрушения тела.

Роль внешней силы в разрушении тела сводится к тому, чтобы создать возможность для проявления тепловых энергетических флуктуаций. Нарушение же связи между частицами и распад тела происходит за счет тепловых энергетических флуктуаций, вызывающих перемещение атомов из их положения. По активационной теории определяющим для разрушения является то, что уже существует в теле, а именно: колебания его частиц. Внешняя причина в виде механической нагрузки, электрического поля, облучения, нагревания нарушает статистическое равновесие в решетке, создает предпочтительное направление для роста энтропии системы. При наличии таких условий энергетические флуктуации в колебании атомов разрушают межатомные связи, и твердое тело разрушается.

Эти выводы о природе разрушения тел находятся в согласии с экспериментальными зависимостями времени жизни при ползучести от величины действующего на тело напряжения. Активационное разрушение твердых тел за счет тепловых флуктуаций не может объяснить разрушение тел при температурах вблизи нуля. В этом случае разрушение, возможно, происходит путем: 1) разрыва связей за счет механических усилий в решетке и лавинообразного размножения дислокаций или пондеромоторных сил в электрическом поле, 2) действием ионизирующих излучений, высокого давления при неравномерном распределении напряжений в теле и высокой напряженности электрического поля. Создается высокая концентрация свободных электронов в решетке, их лавинообразное размножение при ударной ионизации, разряд и образование зародышевой трещины, что повышает свободную энергию сп-

стемы, и уменьшается ее устойчивость. Поляризирующее действие электронного заряда оказывает экранирующее действие в распределении электронной плотности в решетке и приводит к тому, что силы связи между ионами ослабляются, что и сопровождается разрушением тела.

Действующая внешняя сила повышает запас свободной энергии тела и тем самым увеличиваются энергетические флуктуации, а следовательно, растет их роль в нарушении связей между частицами тела. Каждый из этих двух процессов способствует активации нарушения связей между частицами и разрушению тела. Таким образом, внешняя сила понижает высоту потенциального барьера для активационного процесса нарушения связи между атомами и, во-вторых, повышает внутреннюю энергию системы, ее энтропию. Следствием этих процессов является увеличение энергетических флуктуаций для атомов, приводящих к оставлению ими своих равновесных мест в решетке.

Активационные процессы в решетке должны усиливаться при действии внешних условий, повышающих концентрацию вакансий и вероятность их перемещения. Например, радиационные повреждения тела, находящегося в электрическом поле или при механической нагрузке, будут развиваться более интенсивно.

В качестве характеристики нарушения решетки и кинетики разрушения тела принимается величина равновесной концентрации вакансий и ее изменение под действием разрушающего фактора, т. е. температуры, дозы облучения, механической нагрузки, электрического поля.

Повреждение решетки протекает одинаково при термической ионизации, ионизации ударом или ионизации при больших давлениях.

При высокой концентрации свободных электронов они с ионами образуют плазму в решетке. Вещество из твердого состояния переходит в состояние плазмы. Структура теряет устойчивость. Тело в этих участках разрушается. Когда скорость накопления дефектов больше скорости их залечивания, происходит накопление дефектов. Концентрация дефектов будет нарастать.

Вначале процесс накопления дефектов протекает медленно. С увеличением числа повреждений и уменьшением числа неповрежденных узлов с течением времени процесс ускоряется и становится катастрофическим.

Катастрофическое нарастание повреждений решетки в результате лавинообразного размножения дислокаций или электронов является уже качественно новой стадией, которая приводит к разрушению решетки. Лавинообразный процесс накопления дефектов решетки можно описать с помощью

известного математического аппарата, развитого в теории ударной ионизации или лавинообразных процессов с коэффициентом размножения дефектов больше единицы.

Время  $t_{\text{разр}}$  до наступления катастрофического нарастания повреждений можно назвать временем до разрушения. Когда величина действующего фактора будет меньше величины прочности тела, возрастания концентрации дефектов не происходит.

Чем больше величина действующего внешнего фактора, тем меньше время до разрушения тела.

При рассмотрении процесса накопления дефектов в решетке с учетом образования и залечивания дефектов сохраняется понятие о прочности тела как величине внешней нагрузки, при которой нарушается равновесие между скоростью образования дефектов и скоростью залечивания и начинается накопление дефектов.

При механической нагрузке, высоких давлениях по теории Либби появляются свободные электроны и происходит образование плазмы и флуктуационное разрушение тела.

Кривая накопления концентрации центров окраски, т. е. дефектов решетки, представляет собой замедленную кривую кинетики нарушения решетки.

В стадии накопления повреждений структуры кинетическая кривая для накопления концентрации дефектов является стационарной.

Когда начинается лавинообразный процесс размножения дефектов решетки, то процесс переходит в стадию разрушения тела.

Схематически многостадийный процесс повреждения решетки представляется одинаковым при механическом, тепловом, электрическом, радиационном и оптическом разрушениях тел.

Под действием потока ускоренных электронов или других частиц, а также излучения из области разряда в диэлектрике происходит возбуждение электронов в анионах с образованием дырки и экситона или отделения электрона. Образовавшийся возбужденный анион или атом под действием тепловых флуктуаций покидает свое место в узле решетки. Рассматриваемые процессы распространяются в диэлектрике или полупроводнике со скоростью света, поэтому можно объяснить любую скорость развития разряда или детонации меньше световой.

Оптическое возбуждение электрона, связанное с экситонным поглощением, в ионных соединениях имеет на основе те же физические процессы, т. е. переход электрона от аниона к катиону, так же как и при реакциях термического разложения — детонации ВВ [32]. Накопление вакансий и их коа-

гуляций приводит к образованию пор, а накопление свободных электронов и смещенных анионов к накоплению плазмы и разрушению тела, как следствие активационного процесса нарастания дефектов структуры.

Нарушение решетки по причине разрушения тела приведет к изменению его свойств, определяемых переносами вещества, или распространением процессов, испытывающих рассеяние на точечных дефектах и дислокациях.

Электрическая прочность при одновременной механической нагрузке, так же как и твердость тела, в зависимости от величины нагрузки изменяется по кривой с максимумом [25].

Повышение концентрации анионных вакансий при деформации кристалла приводит к изменению электронных свойств ионных кристаллов и, в частности, к увеличению концентрации при малых дозах облучения центров окраски и возникновению люминесценции, связанной с дефектами решетки, и др.

В электрическом поле возможно образование вакансий за счет ударной ионизации электронами. Еще в тридцатых годах в работах А. Хиппеля, А. Ф. Вальтера и Л. Д. Инге, А. А. Воробьева и других разрабатывалась гипотеза о наличии в ионных кристаллах преимущественных кристаллографических направлений, по которым электроны могут пробегать весьма большие расстояния и накапливать значительную энергию. Последние годы это явление, связанное с фокусирующими столкновениями электронов в решетке, получило хорошую экспериментальную и теоретическую разработку. Следствия теории ударной ионизации получили экспериментальное и теоретическое подтверждение в Томском политехническом институте [22].

Можно рассмотреть следующие два процесса образования анионных или катионных вакансий. Электрон с высокой энергией вызывает однократную или многократную ионизацию аниона. Возможна также повторная ионизация катиона. Электрон высокой энергии — горячий электрон — может быть захвачен катионом. В том и другом случаях образуются нейтральные атомы, энергия которых после взаимодействия будет способствовать тому, что нейтральный атом под действием тепловых флуктуаций покинет узел решетки. Гипотеза ионизации анионов в решетке объясняет много фактов, но встречает и существенные возражения.

В результате ударной ионизации аниона происходит удвоение числа электронов, а следовательно, и экспоненциальный рост электронного тока [21].

Образование катионных вакансий и процесс рекомбинации электрона с катионом имеет следствием увеличение концентрации дырочных центров, увеличение самодиффузии ще-

лочного металла, ионной электропроводности кристалла [16, 17].

Рекомбинация катиона и электрона сопровождается уменьшением электронного тока при малых энергиях электронов, когда происходит их локализация, и возрастанием ионной электропроводности.

Разрушение при измерении прочности тел, содержащих компоненты разной прочности, может происходить по частям. Под действием статистической нагрузки разрушение начнется после достижения механическим напряжением или напряженностью электрического поля величины, равной механической или электрической прочности наименее прочной компоненты. После разрушения слабых компонент неразрушенные более прочные компоненты, оказавшиеся под перенапряжением, начнут разрушаться.

Если на тело действует динамическая быстро нарастающая нагрузка, изменяющаяся по закону униполярного импульса, то возможно рассмотреть разрушение тела на хвосте импульса и на его переднем фронте. В случае медленного изменения нагрузки разрушение начнется, когда амплитуда импульса достигнет величины, равной прочности наименее прочной компоненты, и закончится на хвосте импульса. Степень разрушения слабых компонент будет определяться условиями испытания.

В случае быстрого изменения нагрузки на фронте импульса разрушение начнется в наиболее слабой компоненте. Если скорость нарастания нагрузки велика, то прежде чем закончится разрушение слабой компоненты, нагрузка достигнет величины, при которой начнется разрушение и более прочной компоненты, скорость распространения разрушения выше в телах с большей прочностью.

Скорость разрушения повышается с ростом нагрузки. Вероятно, быстрота увеличения скорости разрушения с увеличением нагрузки больше в телах с высокой прочностью. Теоретически возможно такое соотношение скоростей разрушения компоненты и параметров импульса, что будет разрушена компонента большей прочности.

Величина прочности, измеряемая при статистической нагрузке или амплитудой импульса при испытании полной волной, определяется включениями и другими дефектами и является структурно-чувствительной величиной.

При измерении прочности на фронте импульса разрушается более прочная компонента и измеряется величина прочности, присущая неразрушенной части, т. е. собственная прочность тела.

## ЛИТЕРАТУРА

1. М. Борн, Хуан Кунь. Динамическая теория кристаллической решетки. ИЛ, Москва, 1958.
2. А. А. Воробьев. Изв. вузов СССР, «Физика», 2, 153 (1966).
3. А. А. Воробьев. Изв. вузов СССР, «Энергетика», 6, 48 (1959).
4. А. А. Воробьев. Физические свойства ионных кристаллических диэлектриков. Изд. Томского университета, кн. 1, Томск (1960).
5. Е. К. Завадовская, А. В. Кузьмина, Е. М. Головчанский, В. Г. Вахромеев. Изв. вузов СССР, «Физика», 4, 7 (1966).
6. Е. К. Завадовская, А. В. Кузьмина, Е. М. Головчанский. Изв. вузов СССР, «Физика», 4, 11 (1966).
7. А. А. Воробьев, Е. К. Завадовская, Е. М. Головчанский. Известия ТПИ, 170, 1967.
8. Е. К. Завадовская, А. В. Кузьмина, Е. М. Головчанский. Труды первого совещания по радиационной физике. Киев, 1965.
9. Е. М. Головчанский, А. В. Кузьмина. Тезисы докладов междувузовской конференции по вопросам радиационной физики. Томск, июнь, 1967, стр. 44.
10. Е. М. Головчанский. Труды третьей конференции молодых ученых г. Томска (в печати).
11. Е. М. Головчанский, В. В. Прошин, А. В. Кузьмина, В. А. Чернышев. Тезисы докладов междувузовской конференции по вопросам радиационной физики, Томск, июнь, 1967, стр. 47.
12. Е. К. Завадовская, Е. М. Головчанский, А. В. Кузьмина. Там же, стр. 62.
13. Е. К. Завадовская, А. В. Кузьмина, А. П. Арьянов. Там же, стр. 63.
14. А. В. Кузьмина, А. П. Арьянов, В. И. Трубин. Там же, стр. 87.
15. А. А. Воробьев, Е. К. Завадовская, А. В. Кузьмина, Е. М. Головчанский. Известия ТПИ (в печати).
16. А. А. Воробьев. Электрические и дырочные свойства. Изд. Томского университета (в печати).
17. А. А. Воробьев. Ионные и электронные процессы в решетках щелочногалогенидных кристаллов. «Центры окраски в щелочногалогенидных кристаллах», Изд-во ТГУ, Томск, 1968 (в печати).
18. А. А. Воробьев. Сб. «Пробой диэлектриков и полупроводников». Изд. «Энергия», М—Л., стр. 111, 1964.
19. Г. М. Бартеков. Механические свойства и тепловая обработка стекла. Госстройиздат, М., 1960.
20. А. А. Воробьев. Нарушение электрической прочности диэлектриков и их пробой. Изд. Томского университета, Томск, 1962.
21. А. А. Воробьев. Изоляционные свойства — прочность и разрушение диэлектриков. Изд. СО АН СССР, Новосибирск, 1960.
22. А. А. Воробьев и Г. А. Воробьев. Диэлектрический пробой и разрушение диэлектриков. Изд. «Высшая школа», Москва, 1966.
23. А. А. Воробьев. Известия ТПИ, 95, 16 (1958).
24. К. А. Осипов. Вопросы теории жаропрочности металлов и сплавов. Изд. АН СССР, Москва, 17, 1960.
25. А. А. Воробьев, Е. К. Завадовская. Электрическая прочность твердых диэлектриков. ГИТТЛ, М., 1956.
26. Е. К. Завадовская. ДАН СССР, 81, 541 (1951).
27. М. А. Мельников. Диссертация. Томск, ТПИ, 1959.
28. В. Л. Инденбом. Сб. «Некоторые вопросы физики пластичности кристаллов». М., Изд. АН СССР, стр. 117, 1960.
29. А. А. Воробьев. Временная зависимость прочности твердых тел при импульсном электрическом, механическом и тепловом (испарении) разрушениях. Удостоверение о регистрации № 39160 от 18/VI 1963.
30. А. А. Воробьев. Сб. «Пробой диэлектриков и полупроводников». Изд. «Энергия», М.—Л., стр. 108, 1964.
31. Я. И. Френкель. Электричество. 8, 5 (1947).
32. А. А. Воробьев. Изв. вузов СССР, «Физика», 5, 133 (1967).

## ОГЛАВЛЕНИЕ

<b>Глава I. Энергетика, устойчивость и нарушение структуры</b>	
§ 1. Введение . . . . .	3
§ 2. Устойчивость атомных структур. Полиморфизм. . . . .	11
§ 3. Электронная структура твердого тела и его механические свойства . . . . .	18
§ 4. Распределение электронной плотности в кристаллах . . . . .	22
§ 5. Периодичность в изменении свойств простых тел и образованных из них ионных соединений . . . . .	31
§ 6. Энергетика кристалла и его устойчивость . . . . .	41
§ 7. Корреляция физико-механических свойств полимеров и стекла с энергией связи между пластинами . . . . .	50
§ 8. Энергия связи частиц, равновесная концентрация тепловых вакансий и структурно-чувствительные свойства тел . . . . .	57
§ 9. Теоретическая структурно-нечувствительная и измеренная структурно-чувствительная прочности тел . . . . .	64
§ 10. Физические основы обрабатываемости и износа материалов . . . . .	81
§ 11. Обрабатываемость и устойчивость материалов при электрической эрозии или облучения . . . . .	86
<b>Глава II. Пластичность и нарушение структуры минералов и горных пород</b>	
§ 1. Введение . . . . .	96
§ 2. Представления континуальной теории пластичности : . . . . .	100
§ 3. Пластичность кристаллов . . . . .	105
§ 4. Возникновение, размножение и аннигиляция дислокаций . . . . .	115
§ 5. Атомное (дислокационное) описание пластичности кристаллов . . . . .	130
§ 6. Начальная стадия пластической деформации и нижний предел текучести . . . . .	138
§ 7. Об ожидаемой форме линий скольжения в физических и механических теориях . . . . .	141
§ 8. К термодинамике дефектных кристаллов . . . . .	148
§ 9. Энергия, запасаемая при пластической деформации кристаллов . . . . .	154
§ 10. Температурная зависимость предела текучести . . . . .	158
§ 11. Изменение предела текучести с увеличением скорости нагружения . . . . .	165
§ 12. Изменение структуры деформированных минералов и горных пород . . . . .	170
<b>Глава III. Образование и рост трещин разрушения</b>	
§ 1. Понятие вязкого или хрупкого разрушения . . . . .	181
§ 2. Теории хрупкого разрушения тел . . . . .	187
§ 3. Образование трещин излома тела . . . . .	198
§ 4. Распространение трещины вязкого излома . . . . .	210
§ 5. Атомные теории хрупкого разрушения . . . . .	218
§ 6. Влияние сил связи в кристаллах на распространение излома . . . . .	230
§ 7. Структура и склонность тела к хрупкому разрушению . . . . .	233
	<b>573</b>

§ 8.	Скорость роста трещины при хрупком разрушении тел	238
§ 9.	Кинетика хрупкого разрушения твердого тела	255
§ 10.	Ядерно-атомная гипотеза старения и разрушения материалов	267
§ 11.	Хладноломкость материалов	274
§ 12.	Влияние температуры на скорость распространения трещины в кристалле	281
§ 13.	Критическая температура хрупкости (хладноломкости)	283
§ 14.	Ультразвуковое упрочнение деталей в перенапряженных местах	286
§ 15.	Избирательное разрушение механически более прочной компоненты при воздействии волнами сжатия или растяжения на композицию из материалов разной прочности	290
§ 16.	Прочность нитевидных кристаллов и тонких нитей	292

#### Глава IV. Механические теории прочности

§ 1.	Физические и механические гипотезы прочности	306
§ 2.	Критерии разрушения хрупких материалов	319
§ 3.	Фактическая прочность хрупких материалов	344
§ 4.	Анализ теорий прочности	363

#### Глава V. Прочность и разрушение минералов и горных пород при большой скорости нагружения

§ 1.	Введение	389
§ 2.	Твердость тел с ионной структурой	394
§ 3.	Твердость тел с ковалентными связями	401
§ 4.	Зависимость времени разрыва твердого тела от напряжения и температуры	406
§ 5.	Физико-механические свойства кристаллов при большой скорости нагружения	420
§ 6.	Влияние скорости нагружения на физико-механические параметры горных пород и минералов	434
§ 7.	Хрупкое разрушение стекла	443
§ 8.	Распространение в твердом теле упругих волн, возникающих при взрыве	448
§ 9.	Разрушение твердого тела при взрыве заряда ВВ.	460
§ 10.	Возможная роль экситонного возбуждения при разрушении соединений с ионным типом связи	465
§ 11.	Пластичность и прочность при высоких скоростях нагружения	470
§ 12.	Изменение прочности пород при разной скорости нагружения	479
§ 13.	Зависимость значения энергии разрушения от скорости нагружения	487
§ 14.	Разрушение твердых тел при большой скорости нагружения в пучке лазера	494
§ 15.	Электрический пробой твердых диэлектриков	505
§ 16.	Импульсная прочность и разрушение диэлектриков при электрическом пробое	516
§ 17.	Возникновение дислокаций и разрушение поверхности диэлектрика при воздействии электрического поля или разрядов	525
§ 18.	Развитие трещин в ионных диэлектриках под действием электрического поля	529
§ 19.	Изменение скорости роста трещины в промежутке острие—плоскость при отрицательной полярности острия и влияние перенапряжения на скорость роста трещины	538
§ 20.	Влияние крутизны фронта импульса и его амплитуды на скорость распространения трещины	548
§ 21.	Разрушение тел взрывом при электрическом разряде в них	551
§ 22.	Заключение	559

Александр Акимович Воробьев

**НАКОПЛЕНИЕ НАРУШЕНИЙ, ПОВРЕЖДЕНИЯ СТРУКТУРЫ,  
РАЗРУШЕНИЯ МИНЕРАЛОВ И ГОРНЫХ ПОРОД**

*Томск. Изд. ТГУ, 1973 г., 576 с.*

Главный редактор **В. С. Сумарокова**

Редактор **Г. И. Дубинина**

Технический редактор **Р. М. Подгорбунская**

Корректоры **Л. С. Могилина, Г. Г. Колесникова**

---

К304256 Сдано в набор 1/VIII-72 г. Подписано к печати 14/IX-73 г.  
Формат 60×90<sup>1</sup>/<sub>16</sub>; п. л. 36; уч.-изд. л. 36,5; усл. п. л. 36.  
Заказ 5547-71 Тираж 500 Цена в переплете 2 руб. 75 коп.

---

Издательство ТГУ, Томск-10, пр. Ленина, 36.  
Областная типография Уприздата г. Томска

Цена 2 руб. 75 коп.

737