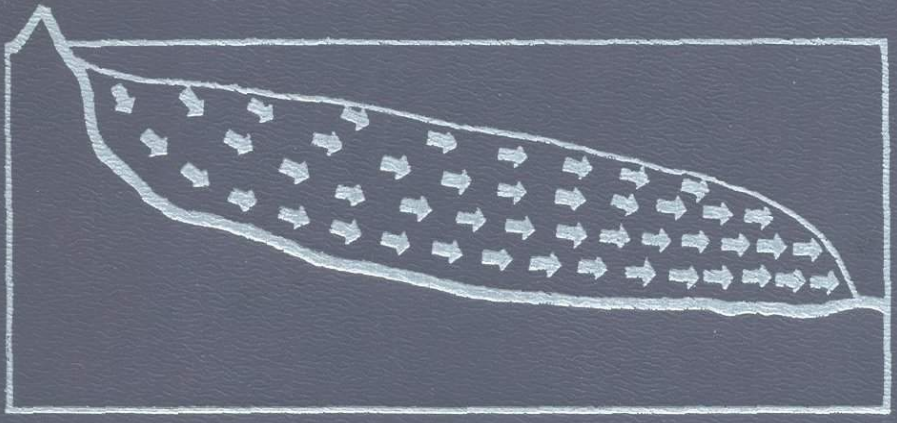
У. С. Б. ПАТЕРСОН

ФИЗИКА ЛЕДНИКОВ



ИЗДАТЕЛЬСТВО
МИР

The Physics of Glaciers

by

W. S. B. PATERSON

Second Edition

PERGAMON PRESS

OXFORD · NEW YORK · TORONTO

· SYDNEY · PARIS · FRANKFURT

У. С. Б. ПАТЕРСОН

ФИЗИКА ЛЕДНИКОВ

Перевод с английского

д-ра геогр. наук М.Г. ГРОСВАЛЬДА,

канд. физ.-мат. наук В.Л. МАЗО

д-ра геогр. наук О.П. ЧИЖОВА

под редакцией

чл.-корр. АН СССР В.М. КОТЛЯКОВА

Москва „Мир“ 1984

ББК 26.228
П20
УДК 551.324

ПАТЕРСОН У.С.Б.

П 20 Физика ледников. Пер. с англ., М.: Мир, 1984, 472 с., ил.

В настоящей монографии рассматриваются актуальные вопросы, связанные с изучением ледников и ледниковых покровов на примерах как Гренландии, Антарктиды, Канады и др. "ледниковых" стран, так и Советского Союза. На основе изложения обширного фактического материала о разнообразных процессах, происходящих в ледниках, с упором на физику природных явлений, автор затрагивает такие проблемы, как строения и структура ледников, баланс массы, влияние климата, термический режим льда, колебания ледников и пр., что, безусловно, вызовет интерес у специалистов-гляциологов. Последнее будет вызвано, кроме того, еще и тем, что автор подробно останавливается на изложении новейших теорий. Обширный список литературы, дополненный списком трудов советских авторов-гляциологов, делает предлагаемый труд еще более авторитетным.

Книга рассчитана не только на широкий круг гляциологов, но и на специалистов смежных областей. Ее также можно рекомендовать в качестве учебного пособия по ледниковедению студентам университета.

П $\frac{19030302000 - 406}{041\,(01) - 84}$ 116 – 84, ч. 1

ББК 26.228
551.49

Редакция литературы по космическим исследованиям, астрономии и геофизике

У. С. Б. ПАТЕРСОН

ФИЗИКА ЛЕДНИКОВ, ИЗД. 2

Научный редактор *В. К. Знаменская*. Мл. научный редактор *И. А. Гревцова*. Мл. редактор *Н. В. Корниенко*. Художник *С. С. Водчиц*. Художественный редактор *М. Н. Кузьмина*. Технический редактор *Т. А. Алюлина*. Корректор *И. С. Голубева*.

ИБ № 3781

Подписано к печати 18.09.84. Формат 60x90/16. Бумага офсетная № 1. Гарнитура таймс. Печать офсетная. Объем 14,75 бум. л. Усл.печ. л. 29,50. Усл. кр.- отт. 29,50. Уч. -изд. л. 26,83. Изд. № 27/3266. Тираж 1000 экз. Зак. N 622. Цена 4 р. 30 коп.

Набрано в издательстве "Мир" на участке оперативной полиграфии 129820, ГСП, Москва, 1-й Рижский пер., 2

Тульская типография Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли.
300600, Тула, проспект им. В. И. Ленина, 109.

© Pergamon Press Ltd., 1981
© Перевод на русский язык, "Мир", 1984

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА

Предлагаемая читателю книга написана известным канадским исследователем ледников У. Патерсоном. В ней на большом фактическом материале излагаются современные представления о разных сторонах режима ледников и ледниковых процессах, причем упор делается на физику природных явлений, т.е. рассматриваются физические основы возникновения, существования и разнопериодной изменчивости ледников и ледниковых покровов.

Хотя гляциология как наука существует уже почти полтора века, а о ледниках написаны тысячи интересных статей и ряд книг, монография подобной направленности появляется впервые. Достоинство книги заключается в том, что ее автор старается соединить теоретические основы науки о ледниках с практическими приемами решения тех или иных ее конкретных задач. "Физика ледников" Патерсона – это сводка самых актуальных проблем ледниковедения, о которых должны знать не только гляциологи, но и ученые многих смежных специальностей.

Строение и структура ледников, баланс массы и взаимодействие ледников с климатом, движение и термический режим льда, колебания ледников и вопросы палеогляциологии – вот далеко не полный перечень затрагиваемых в книге проблем, решение которых ищет сейчас гляциология. Эти проблемы актуальны для познания эволюции Земли, реконструкции ее прошлого развития и прогноза будущего природной среды. Они играют важную роль в разработке климатической программы, в анализе изменчивости уровня Мирового океана, в оценке водных ресурсов земного шара. Имевшая еще недавно отвлеченный характер, ныне гляциология вторгается во многие фундаментальные проблемы природной среды и активно способствует решению широкого круга прикладных задач. Многие основы таких решений приводятся на страницах книги У.Патерсона.

Полнота рассмотренных многих вопросов в этой книге определяется использованием многочисленных литературных источников. С любезного разрешения автора мы добавили к библиографии список работ советских авторов, что даст возможность читателю познакомиться с подходом советстких специалистов к излагаемым проблемам, а также получить дополнительный фактический материал. Автор так-

же принял активное участие в подготовке перевода его книги на русский язык и написал краткое предисловие к русскому изданию. Издательство "Мир", коллектив переводчиков и титульный редактор выражают автору искреннюю признательность.

Монография Патерсона написана ясным, четким языком, многие сложные вопросы рассматриваются доступно и лаконично, а простые графические построения позволяют понять сложные физические аспекты режима ледников.

Книга рассчитана на широкий круг специалистов в областях географии, геологии, геофизики и океанологии, она окажется необходимой и тем практическим работникам, которые решают задачи, связанные с освоением полярных высокогорных областей; книга может быть использована также и студентами университетов как учебное пособие по ледниковедению – важнейшей отрасли гляциологии.

21 декабря 1983 г. *В.М. Котляков*

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Язык нередко служит препятствием для общения в науке, как и в других областях человеческой деятельности. Поэтому мне очень приятно, что благодаря усилиям моих советских коллег новое издание моей книги переводится на русский язык и таким образом станет доступным большему числу людей. Изучение ледников имеет актуальное значение как для Канады, так и для Советского Союза, и обмен информацией между учеными может принести обоюдную пользу. Я надеюсь, что этот перевод внесет вклад в общее дело и шлю свои лучшие пожелания всем гляциологам Советского Союза.

Хериот-Бей, Британская Колумбия, Канада,
Сентябрь 1983

У.С.Б. Патерсон

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ

Развитие науки за 12 лет, прошедших со времени выхода в свет первого издания, сделало необходимым полный пересмотр текста. Интенсивные полевые исследования показали, что хотя основные представления, сложившиеся в 50-х годах, остаются неизменными, многие из них все же были упрощенными. С тех пор теории осложнились, и к тому же моделирование с использованием вычислительных электронных машин расширило предмет гляциологии. Тем не менее задача книги осталась прежней, что, я надеюсь, справедливо и относительно уровня изложения, несмотря на увеличившуюся сложность предмета.

В новых главах, посвященных изучению ледяного керна и гидрологии ледников, излагаются темы, имеющие сейчас очень большое значение, но в первое издание настоящей книги вошел материал, когда по этим темам было сделано еще очень мало. В новой главе о структуре и текстуре ледников и ледниковых покровов рассматривается предмет, которому я, возможно, также уделил недостаточно внимания в первом ее издании. Глава, называющаяся "Тепловой баланс и климатология ледников", объединяет две тесно связанные темы, ранее излагавшиеся раздельно, а новая гл. 3 посвящена механизму деформации и закону течения льда. Почти все остальные главы также коренным образом переделаны.

Основная часть этого нового издания была написана в то время, когда я пользовался гостеприимством факультета геофизики и астрономии Университета Британской Колумбии (во главе с Р. Расселом). Многие коллеги любезно уделили время просмотру рукописи: Б. Олт, Р. Барри, К.Бенсон, Дж. Кларк, В. Дансгор, Д. Фишер, А. Гау, М. Хэмбри, У. Харрисон, Б. Холмгрен, П. Хадлстон, С. Джоунс, Р. Кёрнер, Дж. Най, Ч. Раймонд, Г. Робин, Р. Томас и И. Вертман. Их замечания помогли значительно улучшить рукопись. Однако вся ответственность за окончательный вариант остается за мной. Перепечатку текста для издания выполнила Р. Рамли. И последнее, но не менее важное – моя жена Лин перепечатывала все черновики, помогала в составлении списка литературы и предметного указателя, читала корректуру и постоянно ободряла автора, часто остававшегося неудовлетворенным написанным.

Оттава, Канада
Май, 1980

У.С.Б. Патерсон

ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ

Задача этой книги состоит в выяснении физической сущности явлений, определяющих поведение ледников и ледниковых покровов, насколько это в настоящее время известно.

Ледники стали предметом научного изучения уже более столетия назад. За это время интерес к предмету, подобно самим ледникам, то увеличивался, то уменьшался. Периоды активности и прогресса чередовались с периодами застоя и даже регресса, когда ошибочные представления становились частью житейской мудрости. Однако за минувшие 20 лет наши знания о ледниках увеличились очень заметно. Были разработаны теории, объяснившие многие факты, ранее непонятные; усовершенствованная техника наблюдений позволила проверить эти теории и дала новые результаты, еще требующие объяснения.

Представляется своевременным рассмотреть эти новые результаты. В настоящее время, насколько мне известно, нет книги на английском языке, в которой это было бы сделано. Предлагаемая книга — скромная попытка заполнить этот пробел. Охватить всю область знаний о ледниках в одной небольшой книге невозможно. Я попытался выбрать наиболее важные темы, но в этом, несомненно, проявился и мой собственный интерес к тому или иному вопросу.

Несмотря на то что книга прежде всего рассчитана на начинающих исследователей, я надеюсь, что как опытные специалисты в области изучения ледников, так и специалисты смежных областей найдут ее для себя достаточно ценной. Изложение материала соответствует уровню знаний окончивших высшую школу. Однако бо́льшая часть глав должна быть доступной и студентам старших курсов.

Я во многом обязан доктору Дж. Наю за прочтение всей рукописи, сопровождавшееся многими ценными замечаниями. Я благодарен докторам С. Джоунсу, Г. Робину и И. Вертману за просмотр отдельных глав. Я должен также поблагодарить докторов Дж. Джэкобса и Дж. Тьюзо Уилсона за обсуждение работы в целом. Ответственность за окончательный вид и содержание книги остается, разумеется, за мной.

Оттава, Канада
Март, 1968

У. С. Б. Патерсон

1. Введение

Новое — это давно забытое старое

Ледниковый лед покрывает в настоящее время около 10% поверхности суши, а в ледниковые эпохи он покрывал втрое большую площадь. В наше время вся эта площадь, за исключением 4% ее, находится вне пределов хозяйственной деятельности человека — на ледниковых покровах Гренландии и Антарктиды. Неудивительно поэтому, что впервые внимание человека привлекли относительно небольшие ледники в горах.

Описание ледников можно найти в исландской литературе XI в., но тот факт, что они движутся, по-видимому, не был замечен, по крайней мере не был записан в течение следующих 500 лет. С тех пор вопрос о том, каким образом обширные, очевидно, твердые массы льда могут течь, изучался и обсуждался многими известными учеными. Альтман в 1751 г. правильно понял, что причиной движения ледников служит его сила тяжести, но он полагал, что движение льда целиком сводится к скольжению по ложу. Многие ледники действительно скользят таким образом, но, кроме того, сам лед может течь наподобие очень вязкой жидкости, как предположил в конце XVIII в. Бордье. В 1849 г. Томсон демонстрировал течение льда в лаборатории, но позже истолкование его опыта внесло некоторую путаницу. Форбс утверждал, что движение ледника — это вязкое течение, а Тиндаль отрицал эту точку зрения. Он полагал, что движение происходит в результате образования многочисленных мелких разрывов, которые заплывают из-за таяния под давлением и повторного замерзания. Возникшая полемика, как в шутку заметил Зелигман, генерировала достаточно тепла, чтобы растопить небольшой ледник. Должное понимание механизма течения льда в ледниках было достигнуто лишь за последние 30 лет благодаря новым идеям, позаимствованным из физики твердого тела и металлургии: поскольку лед — кристаллическое тело, он должен и деформироваться, как другие кристаллические твердые тела, подобные металлам, при температуре, близкой к их температуре плавления.

Систематические измерения на ледниках были начаты около 1830 г. в Альпах. Цель почти всех ранних исследований состояла в выяснении

процесса изменения движения ледникового льда от места к месту. Так, Агассис показал, что наибольшая скорость наблюдается на середине ледника и что она постепенно уменьшается к его краям. Он нашел также, что ледник движется медленнее в верхних и нижних своих частях, чем в средних. Согласно Рейду (1897 г.), вектор скорости не параллелен поверхности ледника: он немного наклонен вниз в верхней части, где снег накапливается, и немного вверх – в нижнем течении, в результате чего компенсируется потеря льда при таянии.

Следующими ступенями на рубеже века явились наблюдения Валло за вспучиванием поверхности смещения вниз по леднику Мер-де-Гляс (теперь этот процесс назвали бы кинематической волной), наблюдения сезонных колебаний скорости движения и создания математических моделей течения льда Финстервальдером и др. Финстервальдер впервые применил фотограмметрические съемки ледников.

Движение глубинных слоев льда было предметом продолжительных дебатов. Действительно ли лед на глубине движется быстрее, как еще утверждают многие учебники геологии? В начале 1900-х годов Блюмке и Гесс использовали термобур на леднике в Тироле и достигли дна в 11 скважинах, в одной из которых глубина превышала 200 м. Рейки, оставленные в скважинах, постепенно наклонялись вниз по склону. Это свидетельствовало о том, что лед на поверхности движется быстрее, чем на глубине, – факт, подтвержденный позднее более тщательными измерениями в буровых скважинах.

Ледниковые покровы Гренландии и Антарктиды ставят особые проблемы. Представляется, что они могут сохраняться сами собой, несмотря на то что на них выпадают столь же скудные осадки, как и в мировых пустынях. В какой мере климатические изменения влияют на их толщину и размеры? Как снег превращается в лед, если там нет таяния? Какой возраст льда на разной глубине? Что могут рассказать нам исследования этого льда о климате того времени, когда он отложился на поверхности в виде снега? Изучение течения льда ныне существующих ледниковых покровов помогает понять поведение ледниковых покровов, занимавших север Европы и Северную Америку в ледниковые эпохи. Это помогает нам также понять, как образовались отложения, оставленные древними ледниковыми покровами, и оценить многие теории, которые были предложены для объяснения ледниковых эпох.

Стоит отметить ранние работы по стратиграфии снега на полярных ледниковых покровах, выполненные Кохом и Вегенером при пересечении ими Гренландии в 1913 г. Они измеряли также температуру льда; в одном случае они достигли глубины 24 м. Гренландская экспедиция

Вегенера 1930 – 1931 гг., зимовавшая в центральной части ледникового покрова, изучала механизм преобразования снега в лед. В этой же экспедиции измерялась толщина льда Гренландии сейсмическим зондированием – способом, впервые примененном в Альпах на несколько лет раньше.

Общеизвестно, что наступания и отступания ледников отражают изменения климата, однако взаимосвязь между двумя этими процессами оказывается много сложнее, чем было принято думать. Альман между 1920 – 1940 гг. выполнил классические исследования, касающиеся этой проблемы, на ледниках Скандинавии, Шпицбергена, Исландии и Гренландии. Дополнительное изучение того, каким образом на поверхности ледника повышается температура на столько, что начинается его таяние, было начато в 1934 г. Свердрупом на Шпицбергене. Но понимание метеорологической стороны вопроса недостаточно: характер течения льда в каждом отдельном леднике определяет его реакцию на изменение климата. За истекшие 20 лет теория этой стороны вопроса значительно совершенствовалась, что позволило получить большое количество данных или, скорее, более точных, имеющих теперь первостепенное значение.

Этот краткий исторический обзор освещает некоторые ступени развития предмета и некоторые предстоящие к рассмотрению темы. Надеюсь, что он исправит также то неправильное впечатление, которое может сложиться из следующих глав, что, мол, значительный прогресс в изучении ледников был сделан только за последние 30 лет.

Обзор этот иллюстрирует, кроме того, и круг рассматриваемых вопросов. Изучение ледников – это часть гляциологии, науки о льдах во всех их формах. Гляциология, как и другие отрасли геофизики, – предмет междисциплинарный, требующий участия физиков, математиков, кристаллографов, геологов, метеорологов, климатологов и других ученых. Например, объединенное совещание гляциологов и металлургов, состоявшееся в Англии в 1948 г., положило начало использованию при изучении процессов течения ледников новых идей по деформации кристаллических твердых тел.

Подход, используемый в этой книге, – физический, с привлечением математики, где это необходимо. Введение математики не требует объяснения. По мнению автора, те немногие физики, владеющие математикой, почти не ступавшие ногой на ледники, внесли в понимание предмета много больше, чем сотни наблюдателей за абляцией или продвижением и отступанием конечных частей ледников. Нельзя сказать, что наблюдения не важны: в гляциологии, как и в других отрас-

лях знания, есть место и для теоретического, и для экспериментального подходов. Но оба подхода должны быть согласованны; назначение эксперимента состоит в том, чтобы исследовать определенный вопрос. В прошлом слишком часто гляциологические измерения производились в предположении, согласно которому простое накопление данных само по себе уже вносит нужный вклад. Но так бывает редко.

Дополнительная литература

Sharp R.P. *Glaciers*. University of Oregon Press, Eugene, Oregon, U.S.A., 1960.
Прекрасное введение. Можно рекомендовать для предварительного ознакомления.

Kamb B. Glacier geophysics. *Science*, **146**, 353 – 365, 1964.
Прекрасная обзорная статья.

Lliboutry L. *Traité de Glaciologie*. Masson, Paris. vol. 1, 1964 и vol. 2, 1965.
Полный и подробный труд, объемом 1040 страниц. Единственная новая книга, охватывающая все разделы гляциологии

Hobbs P.V. *Ice Physics*. Claredon Press, Oxford, England, 1974.
Обобщающий обзор физических и химических свойств льда.

2. Преобразование снега в лед

> Этот огромный лед, по моему мнению, не что иное, как снег, который... только растворен немного влагой, почему он и становится более уплотненным.
> *Р.Фотерби. Плавания Вильяма Баффина, XVII в.*

Введение

Выпадение снега на ледник – это первая ступень в образовании ледникового льда, – процесс, который часто бывает длительным и сложным. Как превращение снега в лед, так и время, требуемое на это, зависят от температуры. В ледниках умеренных широт, где периоды таяния чередуются с периодами замерзания мокрого снега, последний переходит в лед гораздо быстрее, чем в Центральной Антарктиде, где круглый год температура остается много ниже точки таяния. Так что мы имеем дело не с одним процессом трансформации, но с различными процессами в разных районах. Следует подразделять ледники и даже разные части одного ледника на различные категории в соответствии со скоростью таяния.

Прежде всего опишем зоны, на которые можно разделить ледник. Эти зоны отличаются одна от другой по температуре и физическим характеристикам снега и льда близ поверхности. Затем рассмотрим механизм преобразования снега в ледниковый лед. Наконец, обратимся к данным полевых наблюдений за скоростью, с которой увеличивается плотность и размер кристаллов со временем, и покажем, насколько они зависят от температуры и других параметров.

Снег, фирн и лед

Термин *снег* обычно применяется к материалу, который мало изменился со времени выпадения. К материалу на промежуточной стадии перехода его в лед будем применять термин *фирн*. Это следует общепринятому употреблению слова и вызвано необходимостью. Однако точное значение слова фирн – талый снег, который пережил одно лето и не превратился в лед. В этом смысле термин не должен был бы применяться к трансформированному снегу в районах, где нет таяния. Широкое определение страдает тем недостатком, что в нем нет ясного разделения между снегом и фирном, и мы можем иногда использовать термин *снег*, когда термин *фирн* был бы более подходя-

Таблица 2.1 Типичные плотности, кг/м^3

Свежий снег (сразу после выпадения в тихую погоду)	50 – 70
Сырой свежевыпавший снег	100 – 200
Слежавшийся снег	200 – 300
Глубинная изморозь	100 – 300
Уплотненный ветром снег	350 – 400
Фирн	400 – 830
Очень мокрый снег и фирн	700 – 800
Ледниковый лед	830 – 910

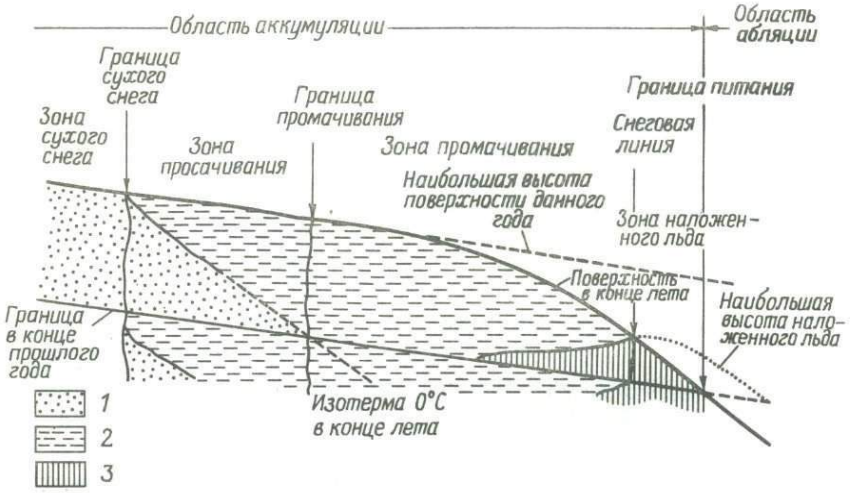
щим. Различие между фирном и льдом совершенно ясно; фирн становится льдом, когда закрываются сквозные воздушные промежутки между зернами, причем зерном может быть как единичный кристалл, так и агрегат из нескольких кристаллов. Воздушные промежутки между зернами закрываются при плотности около 830 кг/м^3. В ледниковом льду воздух находится в виде пузырьков, и любое увеличение плотности происходит в результате их сжатия.

Плотность разных видов снега и льда приведена в табл. 2.1, данные для которой в основном взяты из работы Зелигмана [478, с. 144]. Термин *глубинная изморозь* будет объяснен ниже.

Зоны на ледниках

Альман [16] предложил "геофизическую" классификацию ледников в соответствии с температурой льда и интенсивностью таяния. Его категории – это *умеренные, субполярные и полярные ледники*. В умеренных ледниках на всех глубинах температура льда равна точке плавления; в полярных ледниках нет поверхностного таяния. Другие исследователи подразделили некоторые из классов Альмана. Однако условия на леднике меняются от точки к точке; очень немногие ледники можно отнести к какой-то одной категории. Поэтому вернее говорить о разных зонах на леднике, чем пытаться классифицировать сами ледники. Идея о зонах на ледниках была развита Бенсоном [46]; некоторые дополнения принадлежат Мюллеру [350].*

*Зоны льдообразования на ледниках впервые были предложены П.А.Шумским [10]. В настоящее время в СССР используется система зон Шумского, а за границей – схема Ф. Мюллера и К. Бенсона. Соотношение разных используемых систем зон льдообразования приведено в табл. 32 монографии В.М. Котлякова (см. В.М. Котляков. Снежный покров Земли и ледники. Л., Гидрометеоиздат, 1968, с. 310). – *Прим. ред.*



Р и с. 2.1. Зоны в области аккумуляции [46] и [350].
1 — снег; *2* — фирн с ледяными прослойками и линзами; *3* — наложенный лед.

Опишем теперь характеристики зон, начиная с верхней части ледника. Очень немногие ледники дают полную последовательность зон. Более того, на любом леднике границы зон изменяются от года к году в зависимости от условий погоды. Характерные черты отдельных зон показаны на рис. 2.1.

1. *Зона сухого снега.* В этой зоне даже летом таяния не происходит. Граница между этой зоной и следующей называется *линией сухого снега.*

2. *Зона просачивания.* В этой зоне летом бывает слабое таяние. Прежде чем вода замерзнет, она может просочиться на определенную глубину в снег при температуре ниже 0°С. Если вода встречает относительно непроницаемый слой, она может распространиться на некоторое расстояние в стороны. Когда вода замерзает, формируется *ледяной слой* или *ледяная линза.* Когда прекращается поступление воды в вертикальных каналах, вода в них также замерзает. При этом образуются похожие на трубки структуры, называемые *ледяными жилами.* Поскольку при замерзании 1 г воды освобождается достаточно скрытой теплоты, чтобы повысить температуру 100 г снега на 1 К, замерзание талой воды служит основной причиной повышения температуры снега. В течение лета последовательно все более глубокие слои прогреваются до температурного плавления. Количество талой воды, образую-

щейся за лето, как правило, увеличивается с уменьшением абсолютной высоты. Таким образом, спускаясь по леднику, мы, наконец, достигаем места, где к концу лета весь снег, отложившийся с конца предыдущего лета, имеет температуру плавления. Здесь проходит *линия промачивания снега* – граница следующей зоны.

3. *Зона промачивания.* В этой зоне к концу лета весь снег, отложившийся к концу предыдущего лета, прогревается до 0°С. Часть талой воды просачивается также и в более глубокие слои, отложившиеся в предшествующие годы, хотя, может быть, в количестве и недостаточном, чтобы их температура повысилась до 0°С. Просачивание в эти слои может проходить также и в нижней части зоны просачивания. В таком случае важно выяснить, в каком месте это произошло, – тогда измерения баланса массы не будут ограничиваться слоем, отложенным в данном году (гл. 4).

4. *Зона наложенного льда.* В зонах просачивания и промачивания верхняя толща состоит из ледяных слоев, линз и жил, отделенных друг от друга слоями и пятнами снега и фирна. Ниже по леднику, однако, образуется так много талой воды, что ледяные слои сливаются в непрерывную массу льда. Это – *наложенный лед.* Термин *зона наложенного льда* мы применяем ограниченно к району, где существует годовой прирост наложенного льда, вышедшего на поверхность. Наложенный лед образуется также и в нижней части зоны промачивания, но там он уходит под фирн. Границу между зоной промачивания и зоной наложенного льда называют *снеговой линией.* Ее называют также *фирновой линией, краем фирна* и *снеговой линией данного года.* Положение этой линии легко определить: это граница между фирном и льдом на поверхности ледника в конце сезона таяния. Нижняя граница зоны наложенного льда принимается за *границу питания* (или линию равновесия*). Эта линия имеет важнейшее значение при изучении баланса массы ледников. Выше нее ледник имеет чистый приход массы за год, ниже – чистый расход. Наложенный лед формируется и ниже границы питания, но здесь он стаивает к концу лета.

5. *Область абляции.* Эта область лежит ниже границы питания. Необходимо объяснить некоторые различия в терминологии. Термины, использованные выше, – это последние термины Бенсона (личное сообщение) с двумя исключениями. Бенсон пользуется геологи-

* Термин *линия равновесия* в современной советской научной литературе не применяется. Он заменен более точным термином *граница питания. – Прим. ред.*

ческим термином *фация* там, где мы пользуемся термином *зона*. Он относит также к зоне наложенного льда всю ту часть ледника, где за год нарастает слой наложенного льда. Зона просачивания по нашему определению соответствует *зоне просачивания А* по Мюллеру. Зону же промачивания Мюллер делит на две части – *зону просачивания В* и *зону мокрого снега*. Они разделяются *границей мокрого снега* – высшим пределом на леднике, ниже которого стекает все, что растаяло.

Распределение зон

Зоны сухого снега существуют только во внутренних частях Гренландии и Антарктиды да у вершин самых высоких гор Аляски и территории Юкон. Бенсон [46] считает, что зона сухого снега примерно совпадает с областями, где средняя годовая температура воздуха не превышает –25°С. (Как мы увидим в гл. 10, средняя годовая температура воздуха в зоне сухого снега приблизительно равна температуре фирна на глубине 10 м.) Однако Ленгуэй [288] утверждает, что в Гренландии даже на самых больших высотах летом бывает слабое таяние за многие годы. Таким образом, полную последовательность зон можно встретить в Гренландии и Антарктиде. С другой стороны, линия сухого снега на шельфовом леднике Фильхнера в Антарктиде лежит, оказывается, всего в 5 км от внешнего края этого ледника. Иначе говоря, шельфовый ледник и часть материкового покрова, из которой поступает лед, целиком находятся в зоне сухого снега, за исключением очень узкой зоны просачивания близ моря. Весь расход массы идет за счет откалывания айсбергов. Полная последовательность зон, за исключением зоны сухого снега, встречается на некоторых ледниках на севере островов Элсмир и Аксель-Хейберг. В годы с холодным летом в этих районах могут быть встречены зоны сухого снега на самых высоких ледяных полях. Однако ледниковая шапка Барнса на Баффиновой земле, по-видимому, относится только к зоне наложенного льда и области абляции. Все эти ледники – "холодные", т.е. температура в их толще держится всегда ниже точки плавления.

В "умеренных" ледниках* вся толща льда имеет температуру плавления, за исключением поверхностного слоя толщиной около 10 м, в котором температура в холодное время года может быть ниже 0°С. На ледниках умеренного типа не может быть зоны просачивания, пото-

---

* В советской литературе их называют *теплыми*, или *изотермическими*. – *Прим. ред.*

му что в такой зоне, согласно определению, температура части снежной толщи в течение года, а следовательно, и более глубоких слоев, никогда не достигает 0°С. Наложенный лед тоже формируется при температуре фирна ниже 0°С. На ледниках умеренного типа протяженность полосы наложенного льда незначительна, и для практических целей границу питания и фирновую линию можно совместить. Таким образом, ледники умеренного типа имеют только зону промачивания и область абляции. Обратное утверждение может быть и неверным. "Волна холода" в каждую зиму будет, как правило, проникать через несколько годовых слоев в фирн. Ледник может стать умеренным, если холодная волна к концу лета полностью исчезнет. Но если мы хотим какую-то область отнести к зоне промачивания, необходимо, чтобы волны холода не было лишь в толще снега данного года.

Превращение снега в лед в зоне сухого снега

Этот предмет рассматривается среди других в ряде работ [10, 47, 28, 202].

Постепенное превращение снега в лед происходит в результате изменений составляющих снег кристаллов и уменьшения пор между ними. Эти изменения следующие: взаимное смещение кристаллов, изменение их размеров и формы и внутренние деформации.

Относительное значение этих механизмов меняется по мере увеличения плотности материала. Однако конечный результат сводится к тому, что кристаллы растут и соединяются друг с другом, а пространство между ними уменьшается.

Изменения размеров и формы кристаллов происходят просто, потому что в отличие от других твердых тел лед обычно близок к своей точке плавления. Поэтому молекулы могут относительно свободно двигаться как внутри кристаллической решетки (*объемная диффузия*), так и по поверхности кристаллов (*поверхностная диффузия*). К тому же лед происходит сублимация. (Термин *сублимация* может применяться в двух смыслах. В узком смысле слова он означает переход из твердой фазы в парообразную. В широком смысле используется также для обозначения всей последовательности изменений из твердого состояния в пар, движения паров и перехода пара опять в твердое тело. Мы будем использовать термин в последнем смысле, подразумевая при этом, что переходы из твердой фазы в пар и обратно происходят, минуя жидкую фазу). По крайней мере в начальной стадии превращения снега в лед сублимация гораздо важнее, чем объемная и поверхностная диффузия.

Результирующее направление движения молекул управляется термодинамическим принципом, по которому свободная энергия системы стремится к минимуму. Сокращение поверхности уменьшает свободную энергию. Поэтому молекулы стремятся перераспределиться так, чтобы уменьшилась общая поверхность кристаллов. Таким образом хлопья свежего снега с их сложной формой постепенно преобразуются в сферические частицы, чему способствует и разрушение хлопьев при падении или при их переносе ветром по поверхности. К тому же большие кристаллы стремятся расти за счет меньших, что также ведет к уменьшению свободной энергии.

Однако самым важным фактором на начальной стадии перехода снега в лед служит оседание, т.е. смещение отдельных частиц относительно соседних, что облегчается округленностью частиц. Можно оценить увеличение плотности, происходящее в результате оседания, рассматривая группу сферических частиц одного и того же размера. При ромбоэдральном расположении частиц, представляющем наиболее тесную упаковку шаров, пористость (отношение объема промежутков между шарами к общему объему), как можно показать, равна 26%. Однако опыты упаковки шаров показывают, что практически никогда нельзя уменьшить пористость ниже 40%. Для сферических частиц льда с плотностью, равной 910 кг/м³, пористость, равная 40%, соответствует плотности 550 кг/м³. Дальнейшее увеличение плотности вызывается другими механизмами, приводящими к замедлению уплотнения, что подтверждается наблюдениями, как будет показано ниже.

Компактное расположение сферических частиц еще нельзя считать конечным результатом. Общая поверхность частиц может продолжать сокращаться путем перемещения материала к точкам контакта между частицами, ведущего к формированию сростков. Этот процесс называется *шлакованием*. Согласно данным лабораторных исследований, при этом преобладает скорее сублимация, чем диффузия [204].

По мере увеличения плотности и уменьшения пористости фирна процесс сублимации сильно ослабевает. В то же время нагрузка и площадь соприкосновения между зернами увеличиваются. Преобладающим процессом становится перекристаллизация: изменение размеров и форм кристаллов ведет к уменьшению испытываемого ими напряжения. Эти изменения происходят вследствие молекулярной диффузии. При этом отдельные кристаллы деформируются при движении вдоль внутренних плоскостей скольжения.

Когда плотность достигает 830 кг/м³, воздушные поры между зернами закрываются. Большое количество воздуха уходит к поверхности; оставшийся воздух находится во льду теперь лишь в виде пузырьков. Фирн становится льдом. Дальнейшее медленное увеличение плотности происходит из-за сжатия воздуха в пузырьках.

Бóльшая часть этих процессов чувствительна к изменению температуры. Поэтому интенсивность трансформации различается от места к месту. Различия в скорости аккумуляции влияют на эти отклонения в результате изменения скорости, с которой увеличивается со временем нагрузка на данную частицу.

В процессе превращения снега в лед постоянно изменяются напряжения между соседними кристаллами. При малых плотностях величина вертикального сжатия больше горизонтальных составляющих. Однако по мере того как плотность фирна приближается к плотности льда, общая картина напряжений становится приблизительно гидростатической. Поэтому предпочтительного роста кристаллов в каком-то одном направлении по сравнению с другими не возникает. При исследовании керна льда из зоны сухого снега обычно обнаруживалась случайная ориентировка кристаллов.

Глубинная изморозь

При некоторых условиях трансформация свежевыпавшего снега происходит путем, совершенно отличным от только что описанного. Вместо небольших круглых зерен образуются кристаллы в форме призм, пирамид или полых гексагональных цилиндров. Скопление таких кристаллов называется *глубинной изморозью*. Это наиболее крупнозернистый тип фирна, который может образоваться при отсутствии талой воды. Средний размер зерен бывает порядка 2 – 5 мм, но некоторые кристаллы могут быть много больше. Слой глубинной изморози очень пористый, плотность его мала (100 – 300 кг/м³). Как видно из названия, глубинная изморозь характерна для внутренней снежной толщи, а не для ее поверхности.

Глубинная изморозь образуется в результате сублимации и может развиваться только в неуплотненном снегу. Для этого процесса особенно благоприятны условия, при которых снег ложится на значительно более плотный материал, близкий ко льду. Для образования большого градиента давления паров необходим значительный вертикальный температурный градиент. Такие условия обычны для осени, когда поверхность быстро охлаждается, а подстилающие слои остают-

ся еще относительно теплыми. В нижних слоях происходит испарение. Пары поднимаются и конденсируются, вследствие чего образуются кристаллы глубинной изморози в холодных верхних слоях, особенно в местах, где они относительно непроницаемы. Некоторая часть паров при этом может выходить на поверхность снега. Конвекция воздуха в снеге ускоряет процесс возникновения глубинной изморози. Рост кристаллов глубинной изморози означает увеличение внутренней энергии системы; это обеспечивается температурным градиентом.

Глубинная изморозь широко распространена. На полярных ледниках каждую осень образуется слой, обычно толщиной в несколько десятков миллиметров. Его легко обнаружить на стенках снежных шурфов, и он служит отметкой, от которой измеряется годовое снегонакопление. На снежных полях глубинная изморозь встречается зимой и весной на границе раздела грунта и снега. Трабант и Бенсон [514] обнаружили на Аляске превращение снега в глубинную изморозь почти на всю глубину снежного покрова (0,5 – 0,7 м). В этом районе температура и температурные градиенты выше, чем в полярных районах, и условия, благоприятные для образования глубинной изморози, держатся всю зиму. Слои глубинной изморози имеют особое значение в горных странах, так как они действуют как плоскости разрыва и скольжения для лавин.

Превращение снега в лед при наличии талой воды

Теперь кратко опишем, чем превращение снега в лед в зонах просачивания и промачивания отличается от такого же превращения в зоне сухого снега. Разумеется, различие существует лишь летом и до глубины проникновения талых вод. Глубже и в остальное время года процесс протекает так же, как и в зоне сухого снега. Этот процесс подробно рассмотрел П.А. Шумский [10, с. 299 – 316].

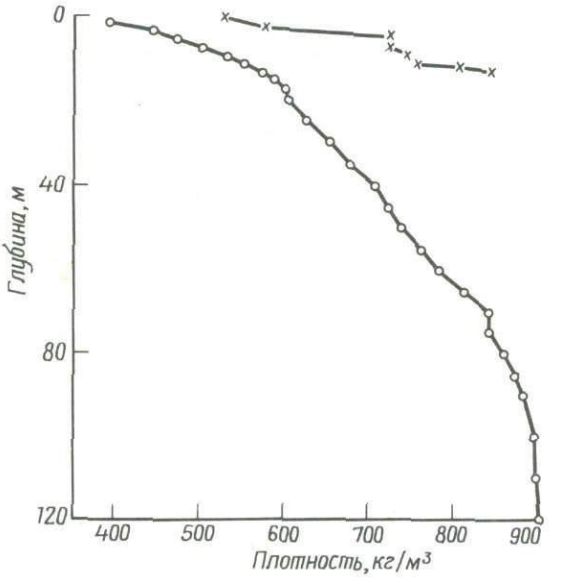
На начальных стадиях наиболее важным фактором все еще остается упаковка зерен. Таяние увеличивает скорость округления зерен, так как таяние начинается прежде всего с острых углов. Средний размер зерен увеличивается, потому что более мелкие зерна тают раньше крупных. К тому же зерна могут соединяться в группы путем режеляции (смерзания после таяния под давлением). Соединение зерен происходит особенно быстро в поверхностных слоях в результате того, что они подвергаются суточному циклу замерзания и таяния. Талая вода ускоряет упаковку вследствие смазки зерен и способствует очень тесной упаковке, так как поверхностное натяжение водяной

пленки стремится стянуть зерна друг к другу. Таким образом, в зонах, где происходит таяние, в результате упаковки может быть достигнута бóльшая плотность , чем в зонах сухого снега.

Замерзание талой воды, заполняющей воздушные пространства, ускоряет также и более поздние процессы трансформации. Замерзание талой воды в большом количестве с образованием ледяных прослоек и линз способствует быстрому превращению снега в лед. Время, необходимое для завершения такого превращения, весьма сильно меняется от места к месту в зависимости от количества талой воды. Зона наложенного льда представляет крайний случай, когда снег превращается в лед в течение одного лета.

Изменение плотности с глубиной

Превращение снега в лед в данном месте можно показать графиком – изменения плотности с глубиной. Две такие кривые, несколько сглаженные, приведены на рис. 2.2. Станция Сайт-2 находится в Гренландии близ линии сухого снега, другая станция – на терри-



Р и с. 2.2. Изменение плотности фирна с глубиной на умеренном леднике [481] и на Гренландском ледниковом покрове [288].

рии Юкон в зоне промачивания ледника умеренного типа. Кривая для зоны просачивания легла бы между этими двумя кривыми. Превращение снега в лед в зоне промачивания происходит много быстрее, чем в зоне сухого снега. На леднике Сьюорд фирн становится льдом (плотность 830 кг/м³) на глубине около 13 м, а на станции Сайт-2 – не менее чем на глубине 66 м. Разница становится даже более значительной, если выразить ее во времени, используя известную величину скорости аккумуляции в каждом районе. На леднике Верхний Сьюорд снег переходит в лед за 3 – 5 лет, а в районе станции Сайт-2 для этого нужно более 100 лет.

Эти кривые имеют определенные особенности, соответствующие теоретическим представлениям. Кривая для станции Сайт-2 достаточно четко может быть выражена тремя прямыми линиями: первой – для плотности меньшей 580 кг/м³, второй – для плотности между 580 и 830 кг/м³ и третьей – для плотности, превышающей последнюю величину. Величина 580 кг/м³ – это наибольшая плотность, которая может образоваться в результате упаковки зерен. При плотности, равной 830 кг/м³, воздух во льду сохраняется лишь в замкнутых пузырьках. Медленное увеличение плотности за пределы этой величины обязано сжатию воздуха в пузырьках. Кривая для ледника Верхний Сьюорд изменяет свой наклон при плотности более 700 кг/м³. Эта величина максимальной плотности, достигаемой упаковкой зерен, превышает соответствующую величину в Гренландии, что можно было предвидеть.

Превращение снега в лед на леднике Верхний Сьюорд оказывается исключительно быстрым даже для ледников умеренного типа Валлон и др. [520] на леднике Валле-Бланш в Альпах обнаружили переход фирна в лед на глубине 32 м, что соответствует возрасту в 13 лет. По их наблюдениям, весенние, летние и осенние слои в снежном покрове включают ледяные прослойки, делающие их менее проницаемыми по сравнению с зимними слоями. В результате в толще задерживается больше воды, она оседает быстрее и достигает плотности льда на глубине около 28 м. Зимние слои имеют на этой глубине плотность лишь 650 кг/м³, и они резко превращаются в лед на глубине 32 м. Фирн, который расположен непосредственно над переходным слоем фирн – лед, каждое лето насыщается талой водой, что ускоряет оседание и укрупнение кристаллов, поэтому более 80% всего льда образуется летом.

В табл. 2.2 приведены глубина слоя превращения фирна в лед и его возраст для станций на полярных ледниках. Возраст подсчитан путем деления массы, полученной численным интегрированием кривой зависимости плотности от глубины, на величину годовых осадков. Первые шесть станций находятся в Гренландии, следующие две – в Канадской Арктике, а остальные – в Антарктиде. Станции Инге-Леманн, Крет, Восток и Бэрд относятся к зоне сухого снега, остальные – к верхней части зоны просачивания. Глубина от 50 до 70 м и время от 100 до 300 лет – типичны. В Гренландии, несмотря на значительные различия в температуре и осадках, глубины изменяются совсем ненамного. Неглубокий переходный слой на станции Уилкс объясняется летним таянием и малым количеством осадков. На станции Восток из-за крайне незначительных осадков и низкой температуры превращение требует в 10 раз больше времени, чем на всех других станциях. Между временем и величиной годовых осадков существует тесная обратная корреляция (–0,85), даже без учета данных по станции Восток. Корреляции величины осадков с глубиной переходного слоя не производилось.

Бадер [36], Андерсон и Бенсон [28] и Костс [99] вывели формулы, связывающие плотность с глубиной для зоны сухого снега. В эти выражения входят параметры, зависящие от физических свойств фирна, значения которых определяются лабораторными испытаниями. Можно решать и обратную задачу, т.е. подбором теоретической кривой, наиболее соответствующей той, которая получена при непосредственных измерениях глубины и плотности, получать параметры, характеризующие фирн в данном районе.

Из вышеизложенного следует, что в данном месте и на данной глубине плотность не изменяется со временем. Этот вывод известен как *закон Зорге*. Он справедлив постольку, поскольку остаются постоянными снегонакопление и таяние.

Увеличение плотности льда происходит вследствие сжатия пузырьков воздуха под давлением вышележавших слоев. Однако вместе с возрастанием давления с глубиной обычно происходит повышение температуры, что приводит к расширению воздуха и может компенсировать влияние давления. Например, Гау [160] нашел на станции Бэрд максимум плотности, равной 920,6 кг/м^3, на глубине 100 м (температура –28,7°С), а затем у ложа, на глубине 2164 м, где лед находился при температуре таяния, уменьшение плотности до 917 кг/м^3. Однако в точности этих цифр можно сомневаться, так как расши-

Таблица 2.2 Глубина слоя превращения фирна в лед и его возраст

Станция	Широта	Долгота	Снегонакопление, кг/м^2·год	Температура на глубине 10 м, °С	Глубина, м	Возраст, годы	Литература
Инге-Леманн	77,9° с.	39,2° з.	100	−30	60	410	[162]
Крет	71,1° с.	37,3° з.	250	−30	66 – 70	170	Неопубл. данные Миллера
Сайт-2	77° с.	56,1° з.	410	−25	66	120	[288]
Кемл-Сенчури	77,2° с.	61,1° з.	320	−24	68	125	[161]
Милсент	70,3° с.	44,6° з.	480	−22	66 – 70	95	Неопубл. данные Миллера
Дай-3	65,2° с.	43,8° з.	490	−19	65 – 70	100	Неопубл. данные Ленгуэя
Ледниковый купол острова Девон	75,3° с.	82,5° з.	220	−23	62	210	Неопубл. данные Патерсона
Ледниковое поле Агассиса	81° с.	73° з.	165	−25	53	235	Неопубл. данные Кёрнера
Восток	78,5° ю.	107,5° в.	22	−57	100	4000	[2]
Бэрд	80° ю.	120° з.	140	−28	64	280	[157]
Литл-Америка	78,2° ю.	162,2° з.	220	−24	51	150	[157]
Уилкс	66,5° ю.	112,3° в.	130	−19	38	220	[218]
Модхейм	71,1° ю.	10,9° з.	370	−17	67	125	[473]
Король Бодуэн	70,4° ю.	24,3° в.	380	−15	46	80	[157]

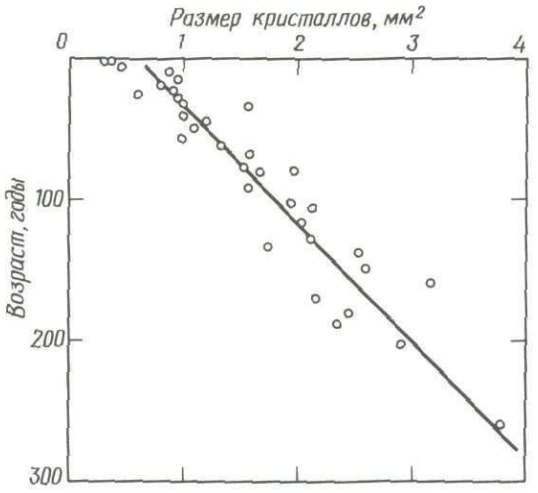
рение пузырьков воздуха, следующее за снятием нагрузки вышележащих слоев, может уменьшить плотность льда в керне после его извлечения на поверхность.

Исчезновение пузырьков воздуха

Гау и Уильямсон [164] не обнаружили никаких видимых пузырьков воздуха в керне со станции Бэрд на глубинах свыше 1100 м, *хотя при таянии этого льда воздух выходил наружу.* Миллер [344] предположил, что воздух во льду присутствует в форме клатратного гидрата. Клатрат — это вещество, в котором кристаллическая решетка содержит пустоты, способные принять инородные молекулы. В клатратном гидрате решетка состоит из молекул H_2O. Если этих молекул достаточно много, весь газ переходит в форму гидрата, когда его давление превышает давление диссоциации, аналогичное давлению паров жидкости или твердого тела. Это давление установлено на станции Бэрд на глубине около 800 м; при этом было принято равенство давления в пузырьках и давления вышележащих толщ. Миллер полагал, что расхождения между рассчитанной и наблюденной глубиной объясняется тем, что допущение об указанном равенстве давлений неверно. Однако различие между давлением в пузырьках и гидростатическим давлением льда меньше 100 кПа (равного 11 м льда) на глубине 200 м [158], и нет основания считать, что это различие может возрасти на большей глубине. На станции Восток на глубине свыше 800 м спорадически встречались пузырьки воздуха, но ни один не встретился глубже 940 м [8]; рассчитанная глубина равна 400 м. Несоответствие между наблюденной и рассчитанной глубиной заставляет усомниться в образовании клатрата, несмотря на то что воздух определенно диффундирует в лед.

Скорость роста кристаллов

Перекристаллизация происходит на всем протяжении процесса уплотнения и служит основным механизмом на его более поздних стадиях, что приводит к постоянному увеличению роста кристаллов. *На рис. 2.3 приведена зависимость размера кристаллов от возраста* фирна на станции Бэрд. Мы подчеркиваем, что рассматривается именно размер кристалла, а не размер зерна. Зерна могут быть и агрегатами из нескольких кристаллов, хотя Гау [159] наблюдал, что в полярном фирне большая часть зерен состоит лишь из одного или двух кристаллов. Он нашел, что в верхних 10 м кристаллы растут за счет зерен



Р и с. 2.3. Изменения площади поперечного сечения кристаллов фирна в зависимости от возраста на станции Бэрд [161].

и что зерна достигают предельного размера на глубине около 10 м; глубже можно выделить лишь кристаллы. Рост ледяных кристаллов в фирне подобен росту зерен в металлах и керамике. Коль и др. [98] показали, что допущение о зависимости скорости роста от поверхностного натяжения на границах между зернами приводит к уравнению

$$D^2 - D_0^2 = kt, \tag{2.1}$$

где D^2 – средняя площадь поперечного сечения кристаллов возраста t, D_0^2 – начальное значение D^2. Скорость роста k изменяется с температурой по *уравнению Аррениуса*

$$k = k_0 \exp(-E/RT), \tag{2.2}$$

где k_0 – константа, T – абсолютная температура, R – газовая константа (8,314 Дж/моль K), E – энергия активации самодиффузии на границе зерен. Это энергия активации, усваиваемая растущими кристаллами, потому что кристаллы должны расти за счет переноса атомов на их поверхностях. Согласно уравнению (2.1), при постоянной температуре размер кристаллов увеличивается с постоянной скоростью, что видно на рис. 2.3, на котором показана постоянная скорость роста кристаллов после первых 20 лет. Большая начальная скорость роста – результат высокого температурного градиента в верхних нескольких метрах фирна. Постоянная скорость роста крис-

Таблица 2.3. Скорость роста ледяных кристаллов в полярном фирне

Станция	Широта	Долгота	Температура, °С	Скорость роста, мм²/год	Литература
Плато	79,3° ю.	40,5° в.	−57	0,0007	[161]
Южный полюс	90° ю.		−51	0,0006	[159]
Саутайс	82° ю.	28,8° з.	−31	0,0056	[496]
Инге-Леманн	80° с.	39,2° з.	−30	0,007	[161]
Бэрд	80° ю.	120° з.	−28	0,012	[161]
Сайт-2	77° с.	56,1° з.	−25	0,0099	[142]
Кемп-Сенчури	77,2° с.	61,1° з.	−24	0,016	[161]
Уилкс	66,5° ю.	112,3° в.	−19	0,0137	[219]
Модхейм	71,1° ю.	10,9° з.	−17	0,0186	[473]

таллов наблюдалась также и на других станциях в Антарктиде и Гренландии [159, 161]. Измеренные на них значения температуры фирна и скорости роста кристаллов приведены в табл. 2.3.

Поскольку температура в верхних 100 м полярных ледниковых покровов изменяется весьма незначительно, кристаллы растут в изотер-

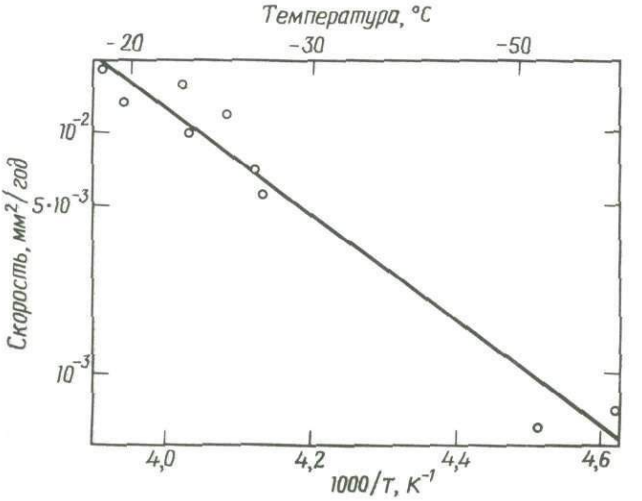


Рис. 2.4. Зависимость роста кристаллов от обратной величины абсолютной температуры по данным табл. 2.3.

мических условиях. Начальные размеры кристаллов находились в пределах от 0,25 до 1 мм², а их размеры в слое превращения фирна в лед – от 1 до 4 мм². Удовлетворяют ли эти данные уравнению (2.2), можно проверить построением графика зависимости k от величины обратной T в логарифмическом масштабе, как показано на рис. 2.4. Точки на графике располагаются вблизи прямой, наклон которой, определяемый регрессивным анализом, дает энергию активации 42,3 кДж/моль, что близко к величине 46,6 кДж/моль, полученной при лабораторных экспериментах [254]. Это составляет 0,7 энергии активации для объемной самодиффузии (60,7 кДж/моль) – процесса, в котором молекулы H_2O могут проходить через кристаллическую решетку льда. То же отношение активации самодиффузии на границе зерен к объемной самодиффузии было измерено в металлах [98].

До сих пор мы рассматривали лишь рост кристаллов в фирне. Напряжения, вызванные течением, приводят к перекристаллизации льда; этот вопрос будет рассмотрен в гл. 11.

3. Структура и деформация льда

Гнаться за знаниями, братец,
значит задавать очень много вопросов.
Раймонд Чандлер.
Прощай, моя милая.

Введение

В основе любых теоретических представлений о течении ледников лежит реологический закон, который связывает деформацию с вызывающим ее напряжением. Многие годы полагали, что свойства льда аналогичны свойствам жидкости с очень высокой, но постоянной вязкостью. В такой жидкости скорость деформации прямо пропорциональна напряжению. Однако ледник, по-видимому, более чувствителен к малым изменениям своей толщины, чем об этом можно судить согласно такому закону.

Году к 1948 поняли, что лед как поликристаллическое твердое тело деформируется подобно другим поликристаллическим твердым телам, например металлам, а не подобно жидкости. Теперь это, быть может, и кажется очевидным, но в то время такой вывод был большим успехом. В металлах соотношение между скоростью деформации и приложенным напряжением нелинейно. Лабораторные эксперименты подтверждают, что свойства льда действительно подобны свойствам металлов при температурах чуть ниже их точек плавления. Теоретический анализ, основанный на нелинейном реологическом законе, привел к заметным успехам в объяснении многих наблюдаемых в природе особенностей течения ледников.

Предваряя обсуждение деформационных свойств кристаллов льда, опишем коротко их структуру. Затем суммируем результаты экспериментов по деформации льда. Эти результаты дают возможность установить форму реологического закона и зависимость скорости деформации от температуры. Такие факторы, как размер и ориентация кристаллов и наличие примесей, также влияют на скорость деформации; однако представить эти закономерности количественно пока еще трудно. Кроме того, следует кратко суммировать современные представления о механизмах деформации льда. В лабораторных экспериментах напряженное состояние образцов обычно имеет несложный вид, например, одноосное сжатие или

простой сдвиг, а напряженное состояние ледников – сложный. Поэтому следует также обсудить, как может быть обобщен реологический закон для таких случаев. Наконец, значения параметров закона, полученные в полевых экспериментах различного типа, сравниваются как между собой, так и с результатами лабораторных экспериментов.

Структура кристалла льда

Начнем с того, что рассмотрим структуру молекулы H_2O. Три ядра атомов этой молекулы образуют равнобедренный треугольник; в его вершине находится ядро кислорода, а в двух других углах – ядра водорода (протоны). Атом кислорода имеет восемь электронов; два из них вращаются близ ядра. Еще два электрона движутся по эксцентрическим орбитам, и в каждой из них содержится также по электрону одного из атомов водорода. Таким образом, внутри каждой из этих орбит находится ядро кислорода и один протон. Остальные четыре электрона вращаются по двум другим эксцентрическим орбитам. Четыре эксцентрические орбиты тетраэдрически расходятся от ядра кислорода. Электронные орбиты полностью экранируют ядро кислорода. Однако они не экранируют весь положительный заряд протонов и, кроме того, создают избыток отрицательного заряда в направлениях двух орбит, не содержащих протонов. Следовательно, можно представить молекулу льда как правильный тетраэдр, две вершины которого несут положительный заряд, а две другие – отрицательный. Более того, каждая отрицательная вершина притягивает положительную вершину соседней молекулы, соединяя молекулы с помощью водородной связи. Таким образом, каждая молекула окружена четырьмя другими молекулами, образующими правильный тетраэдр. Расстояние между молекулами льда равно 0,276 нм

Вещество, в котором каждый атом имеет четырех соседей, образующих правильный тетраэдр, может кристаллизоваться в гексагональной или кубической сингонии. Изучение обычного льда с помощью дифракции рентгеновских лучей показало, что молекулы или, скорее, атомы кислорода расположены в слоях гексагональных колец. Атомы одного кольца лежат не в одной плоскости, а в двух – поочередно в верхней и нижней. Расстояние между этими двумя плоскостями значительно меньше расстояния между слоями. Соседние слои представляют собой зеркальное отражение друг друга. На рис. 3.1 показаны расположение атомов кислорода в слое и связь

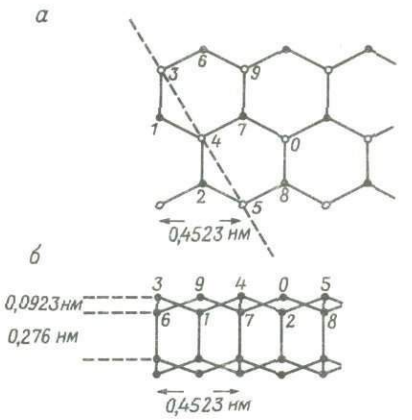


Рис. 3.1. Структура кристалла льда.
Кружки — атомы кислорода. *Одинаковые числа на двух диаграммах* — одни и те же атомы.
а — проекция кристаллической решетки на базисную плоскость. Светлые и темные кружки — атомы, расположенные в двух плоскостях, расстояние между которыми равно 0,0923 нм; поэтому связи между атомами наклонены под некоторым углом к плоскости страницы.
б — проекция кристаллической решетки на плоскость, проведенную через с-ось и пунктирную линию, изображенную на диаграмме *а*. Показанные атомы расположены в четырех различных плоскостях: (12), (345), (678), (90).

этого расположения с тетраэдрической структурой. Структура кристалла льда напоминает структуру металла гексагональной сингонии, такого, как магний или кадмий. Плоскость слоя гексагональных колец называется базисной плоскостью кристалла. Нормальное к базисной плоскости направление есть оптическая ось, или с-ось.

Деформация единичного кристалла льда

В лабораториях проводили обширные исследования деформации кристалла льда под напряжением. Обычный метод исследования состоит в следующем: к кристаллу прикладывают постоянное напряжение, причем кристалл ориентирован так, чтобы в базисной плоскости было ненулевое касательное напряжение. При этом деформацию измеряют как функцию времени. В момент приложения напряжения лед мгновенно упруго деформируется на некоторую величину; затем начинается длительная деформация льда (*ползучесть*), которая про-

должается до тех пор, пока приложено напряжение. Следует обратить внимание на две важные особенности: во-первых, деформацию льда вызывают даже очень низкие напряжения, и, во-вторых, деформация происходит в дискретных полосах, параллельных базисным плоскостям кристалла. Эти полосы можно легко увидеть в поляризованном свете. Обычно деформация единичного кристалла происходит за счет скольжения в его базисных плоскостях. Кристалл напоминает колоду карт, поверхности которых можно представить как аналоги базисных плоскостей; колода легко деформируется, если карты могут скользить одна относительно другой. Однако базисное скольжение – не единственный механизм деформации. Мугурума и др. [349] обнаружили, что кристалл, ориентированный неблагоприятным для базисного скольжения образом, все же может деформироваться. Однако напряжение, необходимое для создания данной деформации, значительно выше того, которое необходимо в случае базисного скольжения. Кроме того, кривая зависимости деформации от напряжения имеет совсем иную форму.

В эксперименте с постоянной нагрузкой, приложенной к единичному кристаллу льда, ориентированному благоприятным для базисного скольжения образом, скорость деформации первое время возрастает со временем. Это означает, что такой кристалл по мере увеличения деформации становится "мягче". Нагруженные кристаллы германия и кремния при высоких температурах ведут себя аналогично. Наоборот, поликристаллический лед, единичные кристаллы которого ориентированы не обязательно так, чтобы эта ориентировка способствовала скольжению в их базисных плоскостях, а также и единичные кристаллы некоторых металлов с увеличением деформации становятся "прочнее".

Если постоянное напряжение сохранять до тех пор, пока общая деформация не достигнет нескольких процентов, скорость деформации устанавливается на некотором постоянном уровне, пропорциональном n-й степени напряжения. Такая зависимость присуща сдвигу по базисной плоскости. Значения n, получаемые в различных экспериментах, лежат в интервале от 1,5 до 4 со средним значением приблизительно 2,5 [553, табл. 2]. Коэффициент пропорциональности, но не величина n, зависит от температуры. Чем ниже температура, тем меньшая деформация вызывается данным напряжением.

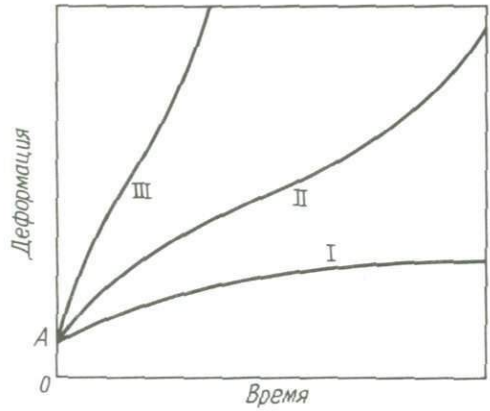
Процесс деформации льда и металлов можно понять с точки зрения движения дислокаций в кристаллах [558]. Дислокация – это де-

фекты кристаллической решетки, которые позволяют атомным плоскостям перемещаться относительно друг друга гораздо легче, чем в идеальном кристалле. Этим объясняется, почему даже очень низкое напряжение вызывает деформацию. Дислокации возникают вследствие неравномерности роста кристалла. Деформация кристалла вызывает движение дислокаций по нему, и эти дислокации взаимодействуют между собой. Одна дислокация может препятствовать движению других, в результате чего они "накапливаются" в некоторых точках кристалла. Дислокации могут также накапливаться в тех местах, где в кристалле содержатся примеси. Наконец, деформация кристалла сама по себе вызывает дислокации, которые накапливаются на границах плоскостей скольжения. Накопление дислокаций препятствует дальнейшему деформированию, отчего лед становится "прочнее". Чтобы лед вновь разупрочнился, дислокации должны более равномерно рассеяться по кристаллу; в частности, они должны "уйти" с плоскостей скольжения. В целях объяснения начального разупрочнения, наблюдаемого в единичном кристалле льда, предполагают, что исходное число дислокаций мало. Таким образом, увеличение скорости деформации, обусловленное появлением дополнительных дислокаций деформационного происхождения, выше уменьшения скорости деформации, обусловленной компенсирующим взаимодействием между дислокациями [154, с. 11]. Движение дислокаций по кристаллу может быть вызвано несколькими механизмами. Несмотря на то что деформацию льда можно объяснить обычным путем в терминах дислокаций, пока еще нет достаточной информации для определения одного или нескольких специальных механизмов, управляющих скоростью перемещения дислокаций во льду.

Уэбб и Хейс [535] наблюдали дислокации во льду с помощью дифракции рентгеновских лучей. Они утверждали, что "наблюдаемые во льду конфигурации дислокаций чрезвычайно похожи на те, что наблюдаются в других пластически деформируемых материалах".

Деформация поликристаллического льда

На рис. 3.2 представлены *кривые ползучести* (кривые зависимости деформации от времени), полученные на основе экспериментов, в которых поликристаллические агрегаты льда со случайно ориентированными индивидуальными кристаллами подвергаются действию постоянного напряжения. Во всех случаях имеется начальная



Р и с. 3.2. Схематические кривые ползучести для поликристаллического льда при различных напряжениях и постоянной температуре.

I – низкое напряжение; II – среднее напряжение; III – высокое напряжение.

упругая деформация $0A$. За ней следует стадия *первичной*, или *переходной ползучести*, в течение которой скорость деформации непрерывно падает. При низком уровне напряжения скорость деформации падает вплоть до конца эксперимента. При среднем уровне напряжения за стадией первичной ползучести следует стадия *вторичной ползучести*, при которой скорость деформации остается постоянной. Вслед за стадией вторичной ползучести скорость деформации начинает возрастать (*третичная ползучесть*). При заданном напряжении сдвига скорость деформации на стадии вторичной ползучести приблизительно в 10^2 раз меньше, чем при деформации единичного кристалла, благоприятно ориентированного для базисного скольжения. При очень высоких напряжениях первичная ползучесть почти сразу же переходит в третичную; в этом случае в качестве скорости вторичной ползучести принимают минимальную скорость деформации, соответствующую точке перегиба на кривой ползучести. Иногда на стадии третичной ползучести скорость деформации выходит на некоторый постоянный конечный уровень. В других случаях, как это показано на рис. 3.3, периоды увеличения скорости деформации перемежаются периодами ее уменьшения. Такой тип поведения наблюдали также в одном эксперименте по деформации мелкозернистого никеля.

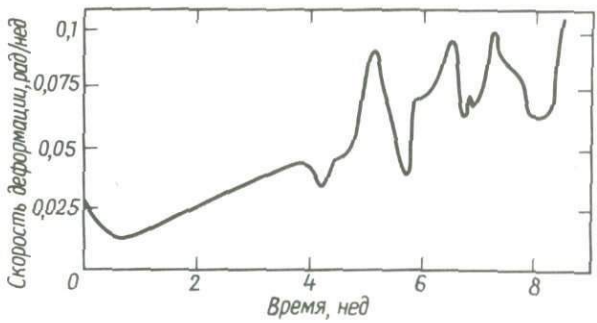


Рис. 3.3. Изменение скорости деформации со временем в образце поликристаллического льда с первоначально случайно ориентированными кристаллами.

Деформация происходит под действием касательного напряжения, равного 270 кПа, при температуре — 1°С [124].

При деформации поликристаллического льда участвуют несколько процессов. Помимо движения дислокаций внутри кристаллов происходит движение самих кристаллов относительно друг друга. Также имеют значение рост кристаллов, миграция границ кристаллов и процесс рекристаллизации. Поликристаллы деформируются гораздо медленнее единичного кристалла потому, что большинство их индивидуальных кристаллов не ориентированы по отношению к приложенному напряжению благоприятным для базисного скольжения образом. Упрочнение на стадии первичной ползучести происходит вследствие взаимного блокирования дислокаций и интерференции кристаллов с разной ориентацией. Увеличение скорости деформации на стадии третичной ползучести вызван появлением за счет рекристаллизации кристаллов, ориентированных по отношению к напряжению более благоприятным для скольжения образом. Так же сказывается увеличение числа дислокаций и образование микротрещин. Однако начало стадии третичной ползучести не совпадает с началом процесса рекристаллизации. Лед может рекристаллизовываться еще на стадии вторичной ползучести, что происходит на границах зерен, где напряжения особенно высоки. Поэтому наблюдаемое постоянство скорости деформации можно считать, по-видимому, результатом временного баланса разупрочнения в этих частях образца и его упрочнения в остальных частях. Следовательно, вторичная ползучесть в действительности не является установившейся ползучестью, хотя

часто к ней и относятся именно так. Поведение льда на стадии третичной ползучести зависит от того времени, за которое деформация кристаллов достигает минимально необходимого для рекристаллизации уровня. Если к тому моменту, когда деформация во вновь образовавшихся кристаллах достигает критического значения, а остальные кристаллы в образце все еще находятся на стадии рекристаллизации, рекристаллизация будет продолжаться непрерывно и скорость деформации будет со временем возрастать. Если же, наоборот, рекристаллизация полностью завершится до того, как деформация достигнет критического уровня, скорость деформации будет убывать до тех пор, пока рекристаллизация не начнется вновь.

Обычно используемый реологический закон связывает скорость вторичной ползучести с приложенным напряжением. При низких напряжениях и температурах трудно поставить столь длительные эксперименты, в которых можно было бы дождаться окончания переходной стадии. Поэтому, определяя скорость вторичной ползучести по кривой ползучести, которая имеет тип кривой I на рис. 3.2, предполагают, что кривая ползучести удовлетворяет следующему соотношению Андраде:

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \beta t^{1/3} + kt , \qquad (3.1)$$

где ε – деформация, t – время и ε_0, β и k – постоянные величины. При больших значениях времени t последний член в правой части этого соотношения превосходит остальные. Поэтому величина k может быть интерпретирована как скорость вторичной ползучести. На графике зависимости ε от $t^{1/3}$ величина β будет тангенсом угла наклона кривой в начале координат, что позволяет найти величину k. Глен [149] был первым, кто использовал этот метод для льда; он нашел, что уравнение (3.1) дает хорошие результаты для некоторых, но не всех кривых ползучести. Более того, Цинь и Мартин [513] выполнили эксперименты, в которых достигалась стадия третичной ползучести; они обнаружили, что этот метод не дает хороших оценок для скорости вторичной (минимальной) ползучести несмотря на то, что уравнение (3.1) очень хорошо описывает начальную и вторичную стадии на кривой ползучести.

Третичная ползучесть изучена слабо. По-видимому, она начинается тогда, когда деформация достигает некоторого критического уровня. Критический уровень возрастает с падением температуры; экспериментальные значения критического уровня находятся в в интервале от 0,03 до 0,13 [493, 258, 406]. Штейнеман [493] приводит

следующие значения отношения скоростей третичной и вторичной ползучести: 4,5 – для экспериментов по сжатию и 11 – для экспериментов по сдвигу. Патерсон [406] по результатам полевых измерений скорости смыкания скважин, пробуренных в полярных ледниковых куполах, также получил отношение 11. Это минимальные оценки, поскольку в конце экспериментов скорость деформации еще возрастала.

Реологический закон для поликристаллического льда

Результаты многочисленных лабораторных экспериментов показали, что на стадии вторичной ползучести в диапазоне напряжений, типичных для течения ледников (50 – 200 кПа, или 0,5 – 2 бар), соотношение между касательной скоростью деформации $\dot{\varepsilon}_{xy}$ и касательным напряжением τ_{xy} имеет следующую форму:

$$\dot{\varepsilon}_{xy} = A\tau_{xy}^{n}, \qquad (3.2)$$

где n – постоянная величина, а величина A зависит от температуры льда, размера кристаллов и их ориентации, содержания примесей и других факторов. Это соотношение часто называют *законом Глена* для льда. Подобная форма реологического закона довольно хорошо отражает экспериментальные данные и может быть объяснена в терминах теории дислокаций. Различные экспериментаторы получили весьма разные значения параметров n и A; измеренные значения скорости деформации при данных напряжении и температуре отличаются на порядок [553, рис. 4]. Значения n меняются от 1,5 до 4,2 [553, табл. 2] при среднем значении, равном приблизительно 3, которое обычно и применяется при исследовании течения ледников. Таким образом, течение льда заметно отличается от течения вязкой жидкости, для которой $n = 1$ и $1/A$ есть динамическая вязкость.

Вопрос о том, действительно ли параметр n – постоянная величина, широко обсуждался. Штейнеман [493, 494], например, утверждал, что n возрастает с увеличением напряжения, и эту точку зрения поддержал Шумский [12]. Барнес и др. [39] нашли, что n возрастает с увеличением напряжения, превышающего 500 кПа; однако касательные напряжения в ледниках никогда не достигают таких значений. Гораздо важнее то, что при напряжениях ниже 100 кПа величина n уменьшается до 1 (см., например, экспериментальные данные, собранные Баддом [73, рис. 2.2]). Однако Вертман [549, 553] утверждает, что эти эксперименты были слишком кратки-

ми и потому стадия вторичной ползучести в них не была достигнута. Некоторые экспериментаторы с помощью уравнения (3.1) подправили свои результаты; однако большинство экспериментаторов в качестве скорости вторичной ползучести по-прежнему использовали минимально наблюдаемую скорость ползучести. Если кривая ползучести имеет форму кривой *1*, представленной на рис. 3.2, что, вероятно, правомочно для напряжений ниже 100 кПа, то, надо думать, конечная скорость ползучести все же заметно превосходит свое значение, соответствующее стадии вторичной ползучести. Использование при низком уровне напряжений слишком высоких значений скорости деформации понижает наклон кривой зависимости $\log \dot{\varepsilon}_{xy}$ от $\log \tau_{xy}$ и потому преуменьшает наблюдаемые значения n. Наиболее убедительные доказательства того, что при низких напряжениях величина n не уменьшается, дают измерения скорости растекания плавающих шельфовых ледников [504] (гл. 9). Поскольку напряжение там остается постоянным длительное время, эффекты переходных процессов несущественны. Эти измерения дают значение $n = 3$ в интервале напряжений от 40 до 100 кПа.

Для очень широкого диапазона напряжений более предпочтительна следующая форма реологического закона:

$$\dot{\varepsilon}_{xy} = A \operatorname{sh}^n(\alpha \tau_{xy}), \tag{3.3}$$

где α – постоянная величина [145]. Некоторые авторы предлагают также соотношения, содержащие ряды из двух и более степеней [329, 303]. Однако использование таких соотношений повышает сложность теоретического анализа. Для напряжений, обычно встречающихся в ледниках, по-видимому, правильной аппроксимацией реологического закона служит соотношение (3.2) с $n = 3$, которое, как правило, и используется.

Значение параметра A меняется с температурой согласно *уравнению Аррениуса:*

$$A = A_0 \exp(-Q/RT), \tag{3.4}$$

где величина A_0 не зависит от температуры, R – газовая постоянная (8,314 Дж · моль $^{-1}$К $^{-1}$) и Q – энергия активации при ползучести. Результаты экспериментов с поликристаллическим льдом при температурах ниже – 10°С дают значения Q от 42 до 84 кДж/моль при среднем значении 60 кДж/моль [553, табл. 2]. Такие же значения, несомненно, имеет и энергия активации при объемной самодиффу-

зии [553, табл. 3], которая представляет собой процесс движения индивидуальных молекул H_2O сквозь кристаллическую решетку льда. Патерсон [406] по измерениям скорости смыкания скважин, пробуренных в полярных ледниковых куполах, для ледникового льда получил значение Q, равное 54 кДж/моль. При этом значение Q данное напряжение вызывает при температуре – 10°С в 5 раз большую скорость деформации, чем при температуре – 25°С. Для поликристаллического льда при температурах выше – 10°С значение Q возрастает до 139 кДж/моль (это значение Q получено как среднее по четырем ее частным значениям [553, табл. 2]). В целях объяснения этого эффекта, Барнес и др. [39] предположили, что в этом температурном интервале при ползучести имеет значение скольжение зерен по граням и наличие там жидкости. Джонс и Брюне [253] подтвердили это предположение, показав, что в случае единичного кристалла энергия активации при ползучести около точки плавления не возрастает. Для поликристаллического льда при температурах выше – 10°С эффективное значение Q не постоянно, а возрастает с температурой [338, рис. 3]. В результате закон Аррениуса не выполняется, поскольку во льду несколько механизмов ползучести действуют одновременно. В настоящее время практика теоретического анализа и численного моделирования течения ледников использует закон Аррениуса с постоянным значением Q при всех температурах. При температурах выше – 10°С предпочтительнее использовать эмпирическое соотношение между скоростью деформации и температурой при постоянном напряжении; если все же в этом температурном интервале сохранять закон Аррениуса, следует использовать величину $Q = 139$ кДж/моль.

Величина A_0 в уравнении (3.4) зависит от гидростатического давления P. Эти величины связаны соотношением

$$A_0 = A_0^* \exp(-PV/RT), \qquad (3.5)$$

где V – *объем активации при ползучести*. Вычисления и два предварительных эксперимента дали его среднее значение, равное $-1{,}7 \cdot 10^4$ мм^3/моль [553, табл. 4], откуда следует, что влияние давления очень мало даже при тех гидростатических давлениях, которые встречаются на ложе Гренландского и Антарктического ледниковых покровов. Можно предположить, как это и сделал Ригсби [443], что гидростатическое давление не влияет на реологический закон при условии, что температура измеряется относительно точки

замерзания. Разумеется, гидростатическое давление понижает точку замерзания. Однако для уточнения знака и численного значения величины V необходимы новые лабораторные эксперименты.

Величина A_0 зависит также от размеров и форм кристаллов льда, их ориентации и концентрации пузырьков воздуха и примесей во льду. Эти влияния пока еще систематически не изучались. Образцы, используемые в разных экспериментах, отличаются по своим характеристикам; выделить влияние такого различия представляется сложным. Поэтому многие из сообщаемых здесь результатов противоречат друг другу.

Образцы, в которых многие кристаллы ориентированы по отношению к приложенному касательному напряжению благоприятным для базисного скольжения образом, деформируются значительно быстрее, чем образцы со случайно ориентированными кристаллами. Действительно, это подтверждается тем, что скорости третичной ползучести больше скоростей вторичной ползучести. Барнс и др. [39] предполагали, что при температурах выше – 10°С скорость ползучести при данном напряжении уменьшается с увеличением размера кристалла. Они объясняли это тем, что уменьшается значение скольжения по границам зерен, но для льда "зерно" – то же, что и "кристалл". Буткович и Ландау [86] обнаружили, что крупнозернистый коммерческий лед деформируется гораздо медленнее, чем ледниковый лед, а Дюваль [125] нашел обратное соотношение между скоростью деформации и размером кристаллов. Бейкер [37] получил удивительный результат, который состоит в том, что скорость ползучести имеет, по-видимому, ярко выраженный максимум при размерах кристалла в 1 мм. Все эти эксперименты были выполнены при температурах выше – 10°С. Может быть важна также форма кристалла, поскольку неправильная форма зерен будет служить препятствием при скольжении по их границам.

Можно ожидать, что пузырьки воздуха и частицы примесей на границах зерен останавливают движение дислокаций и сдерживают рост кристаллов; следовательно, они понижают скорость ползучести. Однако Кэм [258, с. 233] на основании обширной серии наблюдений заключил, что пузырьки воздуха не оказывают заметного влияния на рекристаллизацию и рост кристаллов. Это противоречит результатам, полученным ранее Ригсби [444]. Хук и др. [225] исследовали ползучесть льда, содержащего мелкодисперсный песок при температуре – 9°С. Они нашли, что, если относительный объем песка превосходит 0,1, скорость

ползучести уменьшается с увеличением концентрации песка. При концентрациях ниже 0,1 какой-либо явной связи не наблюдалось, а в некоторых таких образцах скорость ползучести была выше, чем в чистом льду.

Растворимые примеси увеличивают скорость ползучести. Боуден и Тейбор [68, с. 136 – 137] нашли, что в температурном интервале от 0 до – 25°С лед, содержащий 1% типоля (додецил сульфат натрия), имеет скорость ползучести в 5 раз больше, чем чистый лед. Ниже – 25°С скорость ползучести остается той же. Эти авторы высказали предположение, что температура – 25°С соответствует температуре эвтектики системы. Выше этой температуры между кристаллами льда находится незамерзший концентрированный раствор типоля, что приводит к возрастанию скольжения по границам зерен. Ниже – 25°С система ведет себя как чистый лед.

Чем больше мы будем приводить экспериментальных данных, тем более противоречивая картина будет возникать. Крайне необходимо тщательное исследование того, как упомянутые факторы влияют на скорость ползучести. Из-за такого беспорядка в экспериментальных данных трудно принять какое-либо значение параметра A в качестве "типичного". Мы вернемся к этому вопросу ниже.

Обобщенный реологический закон

Практически во всех лабораторных экспериментах применяли либо одноосное сжатие или растяжение, либо простой сдвиг. Напряженные состояния ледников являются сложными, и потому реологический закон следует обобщить.

Обозначим нормальные компоненты тензора напряжений через τ_x, τ_y, τ_z, касательные компоненты тензора напряжений – через τ_{xy}, τ_{yz}, τ_{xy}, компоненты тензора скоростей деформации – через $\dot{\varepsilon}_x$, $\dot{\varepsilon}_y$, $\dot{\varepsilon}_z$, $\dot{\varepsilon}_{xy}$, $\dot{\varepsilon}_{yz}$, $\dot{\varepsilon}_{xz}$. Согласно данным экспериментов, реологический закон можно считать не зависящим от гидростатического давления. Наилучший способ это выразить состоит в том, что следует перейти от тензора напряжений к девиатору напряжений. Его компоненты получают путем вычитания гидростатического давления из нормальных компонент тензора напряжений, откуда имеем

$$\sigma'_x = \sigma_x - (1/3)(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z) \qquad (3.6)$$

и аналогичные соотношения для σ'_y и σ'_z. Касательные компоненты тензора напряжений остаются без изменений. Реологический закон,

который связывает тензор скоростей деформации и девиатор напряжений, не зависит от гидростатического давления.

Реологический закон для сложного напряженного состояния должен быть таким соотношением, который отражал бы общую картину напряжения и скорости деформации. Более того, на реологический закон, представляющий собой физическую характеристику материала, не должен влиять выбор системы координат.

Далее сделаем два предположения.

1. В любой точке компоненты тензора скоростей деформации пропорциональны соответствующим компонентам девиатора напряжений. В случае изотропного материала, каким, как полагают, является поликристаллический лед, такое предположение вполне приемлемо. Поэтому

$$\dot{\varepsilon}_x = \lambda\sigma_x \ , \qquad \dot{\varepsilon}_{xy} = \lambda\tau_{xy} \tag{3.7}$$

и аналогичные соотношения. Множитель λ — функция пространственных переменных. Из определения (3.6) девиатора напряжений имеем

$$\sigma_x + \sigma_y' + \sigma_z' = 0. \tag{3.8}$$

Откуда с помощью соотношений (3.7) получим, что

$$\dot{\varepsilon}_x + \dot{\varepsilon}_y + \dot{\varepsilon}_z = 0. \tag{3.9}$$

Последнее соотношение для нормальных компонент тензора скоростей деформации выполняется в любом несжимаемом материале.

2. Най, следуя Одквисту [390, 392, с. 21], предложил использовать величины $\dot{\varepsilon}$ и τ, которые он назвал *эффективной скоростью деформации и эффективным касательным напряжением*. Эти величины определяют следующим образом:

$$2\dot{\varepsilon}^2 = \dot{\varepsilon}_x^2 + \dot{\varepsilon}_y^2 + \dot{\varepsilon}_z^2 + 2(\dot{\varepsilon}_{xy}^2 + \dot{\varepsilon}_{yz}^2 + \dot{\varepsilon}_{xz}^2), \tag{3.10}$$

$$2\tau^2 = \tau_x^2 + \tau_y^2 + \tau_z^2 + 2(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2 + \tau_{xz}^2), \tag{3.11}$$

где $\dot{\varepsilon}$ и τ всегда берутся положительными. Можно показать, что величины $\dot{\varepsilon}$ и τ не меняются при вращении координатных осей [245, с.14]. Постулируется, что реологический закон имеет вид

$$\dot{\varepsilon} = f(\tau)$$

или (в нашем частном случае)

$$\dot{\varepsilon} = A\tau^n, \tag{3.12}$$

где A и n — величины, определяемые в экспериментах по простому сдвигу поликристаллического льда.

Из уравнений (3.7), (3.10) и (3.11) следует, что

$$\dot{\varepsilon} = \lambda \tau; \tag{3.13}$$

с помощью уравнения (3.12) получим

$$\lambda = A \tau^{n-1}. \tag{3.14}$$

Таким образом, согласно уравнению (3.7), соотношение между компонентами тензора скоростей деформации и компонентами девиатора напряжений имеет вид

$$\dot{\varepsilon}_x = A \tau^{n-1} \sigma'_x, \quad \dot{\varepsilon}_{xy} = A \tau^{n-1} \tau_{xy}. \tag{3.15}$$

(Читатели, знакомые с тензорным исчислением, увидят, что $2\dot{\varepsilon}^2$ и $2\tau^2$ – вторые инварианты тензора скоростей деформации и девиатора напряжений. Более общее соотношение между этими тензорами включает первый, второй и третий инварианты. В рассматриваемом случае, согласно уравнениям (3.8) и (3.9), первые инварианты равны нулю. Реологический закон, предложенный Наем, включает только вторые инварианты. Более общий закон должен включать наравне со вторыми инвариантами еще и третьи. Это обстоятельство исследовал Глен [150].)

Рассмотрим два специальных случая. В первом – случае простого сдвига – единственными ненулевыми компонентами будут $\dot{\varepsilon}_{xy}$ и τ_{xy}. Тогда из уравнений (3.10) и (3.11) следует, что $\dot{\varepsilon} = \dot{\varepsilon}_{xy}$ и $\tau = \tau_{xy}$. В этом случае общий реологический закон (3.12) сводится к реологическому закону для простого сдвига (3.2), что свидетельствует о последовательно проверенном обобщении.

Теперь рассмотрим случай одноосного сжатия или растяжения, при котором единственной ненулевой компонентной тензора напряжений будет σ_x. В этом случае общий реологический закон сводится к соотношению

$$(\sqrt{3}/2)\dot{\varepsilon}_x = A(\sigma_x/\sqrt{3})^n$$

или, если $n = 3$, к соотношению

$$\dot{\varepsilon}_x = (2/9)\sigma_x^3.$$

Сравнение последнего уравнения с уравнением (3.2) показывает, что скорость деформации, вызываемая данным продольным растяжением или сжатием составляет лишь 0,2 скорости деформации, вызываемой таким же по величине касательным напряжением. Это было подтверждено экспериментально, что свидетельствует о справедливости предложенного Наем обобщения реологического закона.

Однако для более точной проверки обобщенного закона лед необходимо подвергнуть напряжениям в различных комбинациях. Штейнеман [494] экспериментировал с блоком льда, находящимся одновременно под действием сдвига и сжатия. Согласно результатам этого эксперимента, соотношение (3.12) выполняется не совсем точно [150]. Однако аналогичные эксперименты Войтковского [3], Бьерса [87] и Куо [279] подтвердили предположение Ная. Теперь мы рассмотрим некоторые аспекты этого реологического закона.

Одна его важная особенность состоит в том, что, согласно уравнению (3.15), каждая компонента тензора скоростей деформации не только пропорциональна соответствующей компоненте девиатора напряжений, но еще и зависит, приблизительно квадратически, от эффективного касательного напряжения. Последняя величина есть растущая функция от всех компонент девиатора напряжений. Поэтому индивидуальная компонента девиатора напряжений, действуя сама по себе, вызывает меньшую скорость деформации, чем если бы при этом имелись и другие компоненты девиатора напряжений. Например, тоннель в леднике закрывается под действием давления вышележащего льда. Под ледопадом имеется большое продольное сжимающее напряжение во льду. Поэтому тоннель там будет закрываться гораздо быстрее, чем на той же глубине в тех частях ледника, где другие компоненты девиатора напряжений малы. Это подтвердили экспериментами на леднике Аустердальсбре в Норвегии [150]. Кроме того, при течении льда под действием его собственного веса исчезают трещины, волны и большие бугры на поверхности ледника, что происходит быстрее под ледопадом, чем в других местах на леднике.

Далее, наличие дополнительных компонент девиатора напряжений может сильно изменить форму соотношения между компонентой тензора скоростей деформации и соответствующей компонентой девиатора напряжений. Например, если τ_{xy} – единственная ненулевая компонента девиатора напряжений, то $\tau = \tau_{xy}$, и тогда из уравнения (3.15) с $n = 3$ следует, что $\dot{\varepsilon}_{xy}$ меняется, как τ_{xy}^3. Однако если имеется еще и продольная компонента девиатора напряжений σ_x, которая много больше τ_{xy}, то τ будет приблизительно равно σ_x, и, следовательно, $\dot{\varepsilon}_{xy}$ станет пропорционально $\sigma_x^2 \tau_{xy}$. Таким образом, в этом случае $\dot{\varepsilon}_{xy}$ меняется линейно с τ_{xy}. Все это демонстрирует сложность эффектов, связанных с нелинейностью реологического закона.

Применимость результатов лабораторных экспериментов к течению ледников

В горных ледниках и ледниковых покровах лед подвергается деформированию в течение сотен и тысяч лет, причем общая деформация достигает 10% и более; кроме того, во льду происходит обширная рекристаллизация. В лабораторных экспериментах определяют параметры реологического закона для льда на стадии вторичной ползучести, когда имеется временный баланс между процессами, приводящими к упорядочению льда и его разупрочнению. В таких экспериментах общая деформация льда бывает порядка нескольких процентов. Лабораторные наблюдения привели Кэма [258, с. 241] к заключению, что вплоть до деформаций порядка 1 эффекта неустановившейся ползучести все еще остаются существенными и потому "с достаточным основанием мы можем ожидать достижения установившегося состояния только при деформациях, сравнимых с теми, которые наблюдаются в движущихся ледниках". Напомним, что используемый в большинстве экспериментов искусственный лед отличается от ледникового размером и формой кристаллов и содержанием воздуха и примесей. Тогда спрашивается, оправдано ли использование определяемых в лаборатории параметров реологического закона при анализе течения ледников?

По этой причине желательны полевые измерения параметров реологического закона. Имеются три типа таких измерений: 1) измерение в первоначально вертикальной скважине скорости ее отклонения, возникающего в результате сдвига в леднике [365]; 2) измерение скорости растекания плавающего шельфового ледника под действием его собственного веса [504]; 3) измерение скорости закрывания тоннелей и скважин в ледниках, которое вызвано давлением вышележащего льда [363, 406]. Недостаток всех полевых экспериментов связан с невозможностью измерять напряжения; их приходится вычислять на основе некоторых упрощенных моделей. Более того, каждый тип эксперимента вносит свои собственные дополнительные погрешности. Измерения наклона скважин трудно интерпретировать из-за того, что деформация ледника обычно не сводится к простому сдвигу; имеются также и продольные напряжения. Если же их не учитывать, то это, как было показано в предыдущем разделе, может изменить значение параметра n. Таким недостатком обладают и наиболее подходящие для анализа скважины, пробуренные во льду с температурой ниже точки плавления [216, 221]. Температура плаваю-

щих шельфовых ледников меняется примерно от – 20°С на верхней поверхности до точки замерзания морской воды – 1,8°С на нижней поверхности. Поэтому измерения скорости растекания дают значения параметра A, осредненные по такому температурному интервалу. При закрывании буровой скважины нельзя считать, что лед длительное время находится в установившемся состоянии. Более того, поскольку общая деформация убывает по мере удаления от стенки скважины, одновременно в разных частях льда могут быть реализованы переходная, вторичная и третичная ползучести; поэтому на стенке скважины можно измерить только некоторую результирующую скорость ползучести. Тогда по экспериментальным данным строят кривую ползучести и в качестве скорости вторичной ползучести принимают минимальную скорость на этой кривой.

В дополнение к этим трудностям в результате изменения ориентации кристаллов может изменяться значение параметра A_0 (уравнение (3.4)). Лед близ поверхности состоит из случайно ориентированных кристаллов, в то время как глубинный лед рекристаллизуется, отчего многие кристаллы ориентируются по отношению к касательному напряжению благоприятным для деформации образом. Поэтому велчина A_0 с глубиной возрастает. В этом случае график зависимости скорости деформации от напряжения в логарифмическом масштабе не будет прямой линией, и наклон прямой, аппроксимирующий такую зависимость, дает завышенное значение параметра n. Это может объяснить высокие значения параметра n, полученные в некоторых экспериментах по измерению наклона буровых скважин. Так, Кэм и Шреве [262] по измерениям в придонном льду на леднике Голубом получили $n = 13$.

Другие, отличные от ориентации кристаллов свойства льда тоже могут влиять на изменение значения параметра A_0. На рис. 3.4 представлены результаты измерений в скважине, пробуренной на ледниковом поле Агассиса в Канадской Арктике. Видно, что лед, отложенный во время последнего, вюрмского оледенения, деформируется быстрее, чем более старый или молодой лед. Патерсон [406] получил такой же результат по измерениям в скважине, пробуренной на другом ледниковом куполе. Вюрмский лед идентифицировали по отношению в нем изотопов кислорода, которое качественно связано с температурой льда (гл.15). Кристаллы вюрмского льда гораздо меньше и правильнее по форме кристаллов выше- и нижележащего

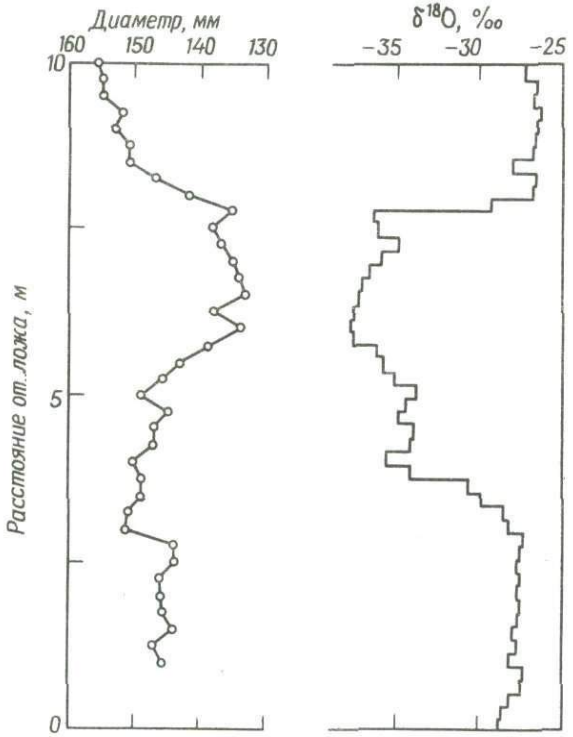


Рис. 3.4. Изменения с глубиной диаметра скважины через год после бурения (1) и отношения изотопов кислорода (2) на последних 10 м в скважине, пробуренной на ледниковом поле Агассиса в Канадской Арктике (Д. Фишер, неопубликованные данные).

льда, хотя и не сильно отличаются от них по ориентации c-осей. Кроме того, во льдах ледникового периода содержится больше пузырьков воздуха и микрочастиц [269]. Однако пока не ясно, какие из перечисленных свойств делают лед более "мягким".

Значения параметров реологического закона

Как отмечалось выше, из экспериментальных данных следует, что в интервале напряжений, возникающих при течении ледников, параметр n равен ~ 3, а энергия активации при ползучести Q равна $\sim$ 60 кДж/моль при температурах ниже $-10°C$ и имеет среднее значение, равное ~ 139 кДж/моль при температурах от -10 до $0°C$.

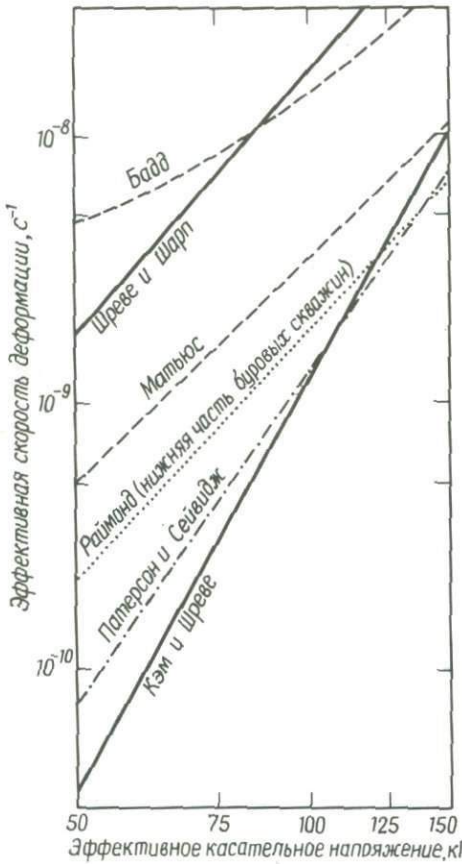


Рис. 3.5. Реологический закон для льда, полученный из экспериментов по отклонению буровых скважин при температуре 0°С (прямые линии). Ссылки и значения констант даны в табл. 3.1. Приведен также реологический закон, используемый Баддом и др. [83] (100 кПа = 1 бар).

Исходя из этих значений, мы получим в уравнениях (3.2) и (3.12) такие значения величины A, которые наиболее близко соответствуют экспериментальным данным.

На рис. 3.5 приведено соотношение между эффективной скоростью деформации $\dot{\varepsilon}$ и эффективным касательным напряжением τ, полученное по измерениям наклона скважин, пробуренных во льду, находящемся при точке плавления. По результатам указанных экспериментов была составлена табл. 3.1, в которой приведены значе-

Таблица 3.1. Параметры реологического закона, полученные из экспериментов по отклонению буровых скважин при температуре 0°С [205, табл. 16].

Ледник	A $c^{-1}(кПа)^{-n}$	n	Литература
Салмон	$8{,}85 \cdot 10^{-15}$	2,8	[321]
Атабаска	$5{,}56 \cdot 10^{-18}$	4,2	[410]
Атабаска	$1{,}05 \cdot 10^{-15}$	3,13	[434]
Голубой	$5{,}06 \cdot 10^{-20}$	5,2	[262 и неопубл. данные]
Голубой	$4{,}38 \cdot 10^{-15}$	3,3	[486]

ния параметров A и n. При этом исключены данные по скважине, пробуренной в фирновой области ледника Юнгфрауфирн; дело в том, что продольная скорость деформации там превосходила касательную скорость деформации и поэтому те значения параметров реологического закона оказались ненадежными [365, с. 129]. Исключены также данные, собранные Майером [329, рис. 40]. Получая многие из этих данных, пренебрегали продольными напряжениями, величина которых была сравнима с величиной касательных напряжений. Как объяснялось ранее, такая процедура изменяет значение параметра n. Диаграмма Майера включает также данные лабораторного эксперимента.

Результаты, представленные на рис. 3.5 и в табл. 3.1, имеют значительный разброс; так, скорости деформации при напряжении в 100 кПа отличаются одна от другой в 14 раз. Более того, наибольшая и наименьшая скорости деформации были измерены на одном леднике. Вероятно, эти расхождения возникают больше из-за ненадежности способа вычисления напряжений, чем из-за различия в свойствах льда. Чтобы стандартизировать результаты во всех случаях, выбирается параметр $n = 3$, после чего величину параметра A определяют как среднее по трем его значениям, выбираемым с таким расчетом, чтобы обеспечить наблюдаемое значение $\dot{\varepsilon}$ при $\tau = 50$, 100 и 150 кПа. В табл. 3.2 приведены средние данные. Приведено также значение параметра A, соответствующее температуре $-10°С$, пересчитанное по уравнению (3.4) с $Q = 139$ кДж/моль.

На рис. 3.6 показано соотношение между ε и τ, вычисленное по скорости растекания плавающих шельфовых ледников [504] и скорости смыкания скважин, пробуренных в полярных ледниках ([406]

Таблица 3.2. Значения параметра A из реологического закона при $n = 3$

	T, °C	A при T 10^{-15} с$^{-1}$ (кПа)$^{-3}$	A при -10°C 10^{-16} с$^{-1}$ (кПа)$^{-3}$	Интервал напряжения, кПа
Изменение наклона скважины	0	5,1	5,0	50 – 125
Закрывание туннелей	0	5,5	5,2	50 – 130
Растекание шельфового ледника	– 15,5	0,30	5,3	40 – 100
Закрывание скважин	– 22	0,015	0,57	150 – 2600
Лабораторные данные				
Штейнеман [493, 494]	– 1,9	3,7	5,6	40 – 900
Глен [149]	– 0,02	4,8	4,7	50 – 500
Барнес и др. [39]	– 2	1,7	2,6	60 – 3800

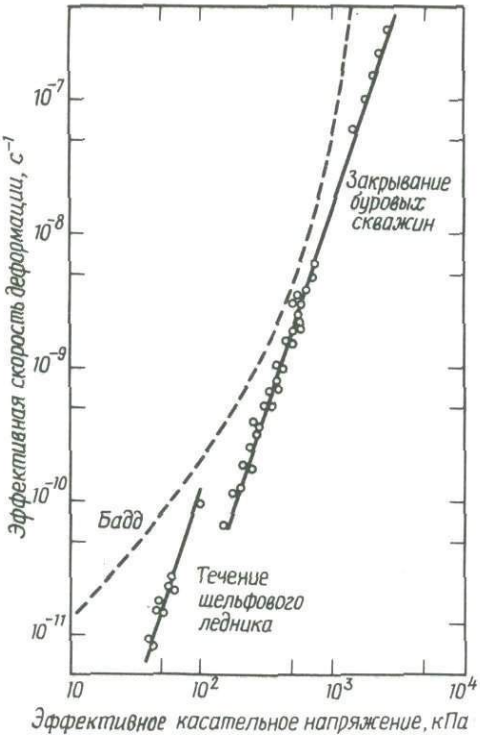


Рис. 3.6. Реологический закон, полученный из скорости растекания плавающих шельфовых ледников и скорости смыкания скважин, пробуренных в полярных ледниковых куполах (в последнем случае произведено выделение скорости вторичной ползучести).

Температуры лежат в интервале от — 10 до — 53°С; все скорости деформации приведены к температуре — 22°С. Значения констант даны в табл. 3.2. Приведен также реологический закон, используемый Баддом и др. [83].

и неопубликованные данные). Оба типа экспериментов дают n, близкое к 3. В табл. 3.2 даны значения параметра A (при $n = 3$) для средних температур, наблюдаемых в экспериментах, и для температуры — 10°С. В эту таблицу также включена величина параметра A, полученная Наем [363] по скорости закрывания двух туннелей, проложенных во льду с температурой 0°С.

Было выполнено много лабораторных исследований по деформированию льда; они имеют большие качественные различия. Вместо того, чтобы привести все результаты, мы выбрали три из них, кото-

рые, как мы думаем, наиболее надежны. Эти результаты были стандартизованы выбором $n = 3$ с последующим вычислением параметра A как среднего по таким его значениям, которые обеспечивают наблюдаемое значение $\dot{\varepsilon}$ при $\tau = 50$, 100 и 150 кПа. Полученные параметры A при истинной экспериментальной температуре и при температуре $-10°C$ приведены в табл. 3.2. Величина параметра A почти во всех других экспериментах больше приведенных здесь. В некоторых случаях они отличаются в 10 раз [86], что можно объяснить недостаточной поправкой на третичную ползучесть.

Параметры A из тех двух типов экспериментов, в которых измерялась естественная деформация масс льда, а именно в экспериментах по отклонению буровой скважины и растеканию плавающего шельфового ледника, отличаются один от другого весьма незначительно. Для использования в вычислениях течения горных ледников и ледниковых покровов можно рекомендовать среднее этих двух значений параметра $A = 5{,}2 \cdot 10^{-16}$ с$^{-1}$ кПа$^{-3}$. В единицах, обычно используемых в литературе, это среднее равно $1{,}2 \cdot 10^{-2}$ год$^{-1}$ бар$^{-3}$. Пересчет значения параметра A на температуры, отличные от $-10°C$, следует производить, используя значения энергии активации, приведенные в начале этого раздела. Соответствующие результаты приведены в табл. 3.3. Полагать, что параметр A зависит только от температуры, можно лишь в качестве некоторого приближения, поскольку в этом случае приходится пренебрегать изменением других свойств льда. Однако количественной информации о том, как эти последние влияют на параметр A, нет.

Значение параметра A, полученное по измерению скорости смыкания скважин, составляет лишь одну десятую от значения, рекомендованного выше. Это, вероятно, можно объяснить разными ус-

Таблица 3.3. Значения параметра A из реологического закона для разных температур при $n = 3$

$T°C$	A(с$^{-1}$ кПа$^{-3}$)	$T°C$	A(с$^{-1}$ кПа$^{-3}$)
0	$5{,}3 \cdot 10^{-15}$	-30	$5{,}4 \cdot 10^{-17}$
-5	1,7	-35	2,9
-10	$5{,}2 \cdot 10^{-16}$	-40	1,5
-15	3,2	-45	$7{,}7 \cdot 10^{-18}$
-20	1,8	-50	3,8
-25	1,0		

ловиями проведения экспериментов. При интерпретации экспериментов по смыканию буровых скважин (рис. 3.6) в качестве скорости деформации выбирают минимальную скорость деформации, соответствующую вторичной ползучести случайно ориентированного ледникового льда, причем общая деформация достигает нескольких процентов. С другой стороны, в экспериментах по отклонению буровых скважин и растеканию плавающих шельфовых ледников скорость деформации измеряют при больших общих деформациях. Измеренная в экспериментах по смыканию буровых скважин скорость третичной ползучести достигает значений, в 11 раз превосходящих значения скорости вторичной ползучести [406].

Два лабораторных эксперимента дали значения параметра A, близкие к полученным по данным полевых измерений (за исключением измерений скорости смыкания буровых скважин), а третий – дал вдвое меньшее значение. Такое согласие первых двух экспериментов с результатами полевых наблюдений вызывает удивление, если вспомнить дискуссию из предыдущего раздела. Предполагается, что в лабораторных экспериментах определяют скорость минимальной (вторичной) ползучести; поэтому можно ожидать, что получаемые в лаборатории значения параметра окажутся сравнимы с его значениями, получаемыми по измерениям скорости смыкания скважин. Вероятно, в лабораторных экспериментах вклад первичной ползучести в измеряемую скорость деформации достаточно велик. Значения параметра A, полученные в лаборатории и приведенные в табл. 3.2, относятся к важному для течения ледников интервалу напряжений (50 – 150 кПа). Нижний участок интервала напряжений, используемых в экспериментах, наиболее труден для интерпретации, поскольку на нем необходимы поправки на первичную ползучесть. Глен, Барнес и другие использовали уравнение Андраде (3.1), в то время как Штейнеман никаких поправок не вводил.

На рис. 3.5 и 3.6 показано соотношение между скоростью деформации и напряжением, полученное Баддом [73, рис. 2.3] по избранным полевым и лабораторным данным; это соотношение использовали Бадд и др. [83, табл. 3.1] при численном моделировании течения Антарктического ледникового покрова и некоторые другие авторы. Этот реологический закон не является простым степенным законом. В интервале напряжений, обычно наблюдаемых при течении ледников (50 – 150 кПа), он дает скорости деформации заметно большие, чем те, которые получают в экспериментах по растеканию шельфовых ледников, смыканию туннелей и буровых скважин и их отклонению. В последнем случае имеется одно исключение.

Идеальная пластичность

Иногда вместо того, чтобы использовать истинный реологический закон, лед рассматривают как *идеально пластический* материал. Такой материал не начинает деформироваться до тех пор, пока напряжение не достигнет некоторого критического уровня, называемого *пределом текучести*. При закритических значениях напряжения скорость деформации становится очень большой. В степенном реологическом законе это соответствует предельному переходу $n \to \infty$. Если положить $A = c\tau_0^{-n}$, то уравнение (3.2) примет вид

$$\dot{\varepsilon}_{xy} = c(\tau/\tau_0)^n.$$

Если $n \to \infty$, то

$\dot{\varepsilon}_{xy} \to 0$ при $\tau < \tau_0$,

$\dot{\varepsilon}_{xy} \to \infty$ при $\tau > \tau_0$,

что соответствует идеальной пластичности с пределом текучести τ_0.

Для сравнения на рис. 3.7. приведены различные законы течения.

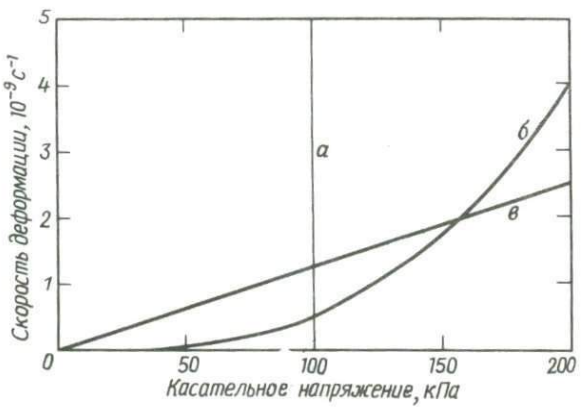


Рис. 3.7. Различные типы реологического закона.
а — для идеально пластического материала с пределом текучести 100 кПа; *б* — закон Глена с $n = 3$ и $A = 5 \cdot 10^{-16}$ с$^{-1}$ кПа$^{-3}$; *в* — для ньютоновской вязкой жидкости с вязкостью $8 \cdot 10^{13}$ кг · м$^{-1}$с$^{-1}$.

Дополнительная литература

В работах Шумского [10, с. 24 – 31], Паундера [425, с. 62 – 85] и Хоббса [203, с. 18 – 44] содержатся дополнительные детали по структуре льда.

В работе Вертмана [553] имеется обзор теорий ползучести льда, где автор особо останавливается на объяснении ползучести льда с точки зрения теории дислокаций. В дополнение к обширной библиографии этот обзор содержит краткое описание 47 важных работ. В работах Хоббса [203, гл. 4] и Глена [154] можно найти обзор механических свойств льда, помимо ползучести, включающих упругость и разрушение.

4. Баланс массы ледников

Колебания между прибылью и убытком.
Т.С.Элиот. Начало Великого поста

Введение

Изучение баланса массы касается изменений массы ледников и распределения этих изменений в пространстве и времени. В частности, сюда относятся и измерения этих изменений в данном году. Изменения массы служат важнейшим звеном в цепи событий, связывающих наступания и отступания ледников с изменениями климата. Колебания климата вызывают колебания массы снега, выпадающего на ледник, и массы снега и льда, которые теряет ледник в процессе таяния. Такие изменения массы дают начало сложной совокупности изменений течения льда в леднике, приводящей к изменению положения его конца. Эта глава касается лишь измерения изменений массы. Связь таких изменений с метеорологическими данными и реакция ледника на изменения массы будут рассмотрены отдельно.

Подобные измерения могут иметь большой практический интерес. Во многих странах реки, питаемые ледниками, снабжают водой гидроэлектростанции. Такие реки имеют особый характер распределения стока. Ледник действует как естественное водохранилище, запасающее воду зимой и расходующее ее летом. Особенно большие запасы воды могут высвобождаться в теплое лето, когда почти нет воды в других источниках. Измерения баланса массы показывают, сколько воды имеется и может быть использовано и какие колебания от года к году можно ожидать.

В прошлом разные авторы применяли в этом вопросе одни и те же термины, но придавали им разное значение. В результате возникала путаница. Поэтому начнем с определений, опишем способы измерений и дадим типичные результаты, затем рассмотрим особые проблемы и оценим баланс массы Антарктического ледникового покрова.

Определения

Приводимые ниже определения в настоящее время общеприняты [31]. В идеале определения должны быть применимы к ледникам и

ледниковым покровам любого размера и типа. Определения должны быть понятными и всеохватывающими, а эти два требования не всегда совместимы. В основу определений положены условия районов умеренного климата. В применении этих определений к высокоширотным ледникам возникают некоторые трудности. Мы рассмотрим их ниже.

Приходные и расходные составляющие баланса ледника выражаются аккумуляцией и абляцией. Аккумуляция включает все, что увеличивает массу льда ледника. В основном это снег, который постепенно превращается в лед. Лавины, образование изморози, замерзание дождевой воды в снежном покрове – все эти процессы, также участвующие в аккумуляции. Абляция включает все, что приводит к потере массы льда ледника. Таяние и сток, испарение, сдувание снега ветром, откалывание айсбергов – таковы процессы абляции. Таяние, за которым следует замерзание талой воды в другой части ледника, – это не абляция, так как при этом не происходит потери массы. Практически вся абляция сосредоточена на поверхности ледника или в случае образования айсбергов на его конце. Некоторые ледники могут терять массу из-за таяния у ложа, но величина потери в этом случае обычно незначительна по сравнению с поверхностной абляцией.

При изучении баланса массы толщина снега и льда измеряется по вертикали, а не перпендикулярно поверхности. Величины баланса в точках выражаются в объемах воды на единицу площади: таким образом, они имеют размерность длины. Измерения проводят обычно в точках, движущихся вместе со льдом (например, по вехам, установленным во льду). В наблюденные величины могут быть введены поправки на смещение точек или вычисляются средние по площади.

Если бы мы сделали повторные измерения толщины ледника в данной точке, то нашли бы, что она изменяется в течение года. Толщина была бы максимальной поздней весной или в начале лета и минимальной в конце лета. В это время на большинстве ледников мы можем зафиксировать поверхность ледника в момент минимальной толщины. Она может быть отмечена, например, загрязненным слоем. Эта поверхность называется *летней поверхностью*. Если t_1 и t_2 – моменты времени двух последовательных минимумов толщины ледника, а t_m – время максимума толщины, которую ледник достигал между t_1 и t_2, то промежуток времени от t_1 до t_2 называется *балансовым годом*. Продолжительность балансового года не равна точно 365 дням, а несколько изменяется от года к году. Однако сред-

няя продолжительность балансавого года должна быть близкой к 365 дням. Балансовый год делится на *зимний сезон* (от t_1 до t_m) и *летний сезон* (от t_m до t_2). В конце лета снег может уже накапливаться в высоких частях ледника, в то время как на языке ледника еще продолжается таяние. Таким образом, продолжительность балансового года и летнего или *зимнего сезонов* может различаться на одном и том же леднике от места к месту.

Определим теперь основные величины. В любой точке на леднике в данное время *скорость аккумуляции* $\dot{c}$ – это скорость увеличения толщины ледника, выраженная высотой столба воды равной массы, т.е. в водном эквиваленте. Аналогично *скорость абляции* $\dot{a}$ – это скорость уменьшения толщины. Практически мы измеряем интегралы этих величин по времени, начиная с момента t_1. Эти интегралы (от t_1 до произвольного момента времени t) называются *аккумуляцией* c и *абляцией* a. Интегралы от t_1 до t_2 представляют собой *общую аккумуляцию* c_t и *общую абляцию* a_t. Общая аккумуляция может быть выражена как сумма *зимней аккумуляции* c_w и *летней аккумуляции* c_s. Общая абляция может быть разделена на такие же две части. Аккумуляция всегда считается положительной, абляция – отрицательной.

Баланс массы b на любой момент времени – это алгебраическая сумма аккумуляции и абляции. Иными словами – это изменение массы (выраженное в объеме воды) в единицу времени относительно поверхности предыдущего лета. Баланс массы на конец балансового года называется *чистым балансом* b_n за год. Он может быть подразделен на *зимний баланс* b_w, который бывает положительным, и летний баланс b_s, который бывает отрицательным.
Таким образом,

$$b = c + a = \int_{t_1}^{t} (\dot{c} + \dot{a})\,dt\,,$$

$$b_n = b_w + b_s = c_t + a_t = c_w + a_w + c_s + a_s = \int_{t_1}^{t_m} (\dot{c} + \dot{a})dt + \int_{t_m}^{t_2} (\dot{c} + \dot{a})dt.$$

Ледник можно резделить на *область аккумуляции*, где $b_n > 0$, и *область абляции*, где $b_n < 0$. Граница между этими двумя областями называется *границей питания*.

На рис. 4.1 показаны перечисленные выше величины и их изменение в течение года. Этот график относится к точке в нижней час-

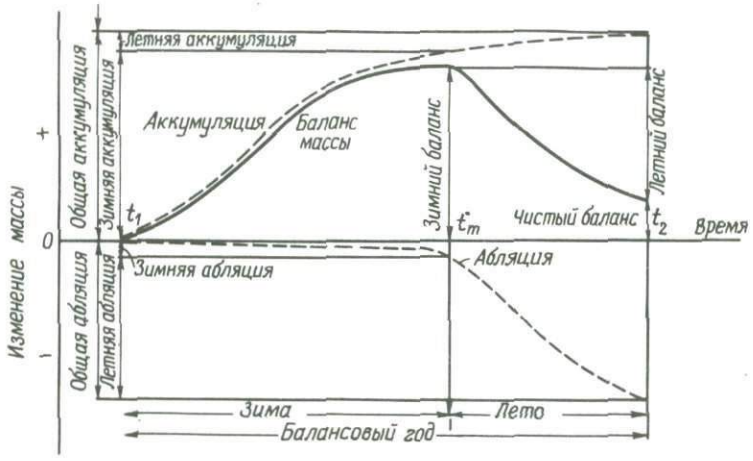


Рис. 4.1. Определение терминов баланса массы ледников.

ти зоны промачивания, где в летнее время действуют процессы абляции, но в целом за год наблюдается увеличение массы (гл. 2).

Величины баланса массы, подобные определенным в точке, могут быть определены и для площади. Они имеют размерность объема. Эти величины обозначаются заглавными буквами. Можно также получить величины, осредненные по площади, обычно по всей площади ледника.

Средний чистый баланс $\bar{b}_n = B_n / S$, где S – площадь ледника – наиболее важный параметр, суммирующий изменение массы ледника за данный год. Сложность вопроса состоит, по крайней мере теоретически, в суммировании величин b_n в отдельных точках для получения общей величины B_n для всего ледника. И причина этой сложности заключается в том, что балансовый год, так же как летний и зимний сезоны, неодинаков в разных точках ледника. Различиями в несколько дней можно пренебречь: иначе говоря, балансовый год должен быть принят равным времени между двумя годовыми минимумами массы ледника в целом. Измерения в отдельных точках привязываются затем к этим датам. Другая сложность заключается в подсчете b_n, так как площадь ледника за год может измениться. Строго говоря, площадь следует определять по измерению ее в конце балансового года.

Приспособление ледника к изменению баланса его массы продолжается многие годы. Ледник может наступать или отступать в

результате прошлых изменений баланса даже тогда, когда его чистый баланс за текущий год равен нулю. В результате наступания или отступания ледника изменяется его площадь, и в следующий год также должны изменяться аккумуляция и абляция, в результате чего чистый баланс остается равным нулю. Однако, если чистый баланс остается нулевым много лет (чем больше ледник, тем дольше должен быть этот период), размеры ледника в конце концов придут в соответствие с балансом и станут постоянными. Тогда можно сказать, что ледник находится в *установившемся состоянии*. Это понятие – важнейшее в теории, хотя практически такое состояние ледника никогда не наблюдается.

Многие гляциологи, занимающиеся изучением баланса массы, находят более простым подсчитывать баланс массы не за балансовый год, а за год, определяемый фиксированной календарной датой. Эта дата должна быть выбрана так, чтобы год, в течение которого проводятся измерения, приблизительно начинался одновременно с балансовым годом. Наиболее подходящей датой в Северном полушарии считается 1 октября.

Предыдущие определения следует несколько изменить в применении к этой системе фиксированных дат. В определениях аккумуляции, абляции и баланса интегралы по времени в этом случае начинаются с первого дня измерений. Интегралы скорости аккумуляции и скорости абляции за весь год измерений называются *годовой аккумуляцией* c_a и *годовой абляцией* a_a. *Годовой баланс* b_a – это алгебраическая сумма c_a и a_a. Зимний и летний сезоны в этой системе не применяются.

Маловероятно, чтобы год измерений совпал с балансовым годом. Поэтому за любой год годовой баланс не будет равен чистому балансу. Средние же значения этих двух величин за многие годы должны быть, однако, приблизительно равными. Величины годовой аккумуляции и общей аккумуляции, так же как годовой абляции и общей абляции, будут соотноситься подобным же образом.

Майо и др. [326] предложили систему согласования метода фиксированных дат с методом балансового года. Для этого должны быть определены и измерены некоторые добавочные величины. Авторы рассматривают ограничения этих методов, но предлагаемая ими новая схема представляется слишком сложной для практического использования.

Обстановка на ледниках, особенно в полярных районах, не столь проста, как можно было бы заключить из вышеизложенного. Антарк-

тический ледниковый покров, большая часть Гренландского, обширные пространства арктических ледников лежат выше границы промачивания, где процессы абляции не действуют. В этих районах нет летнего сезона в смысле данного выше определения; ледник здесь непрерывно увеличивает свою массу. В полярных районах даже на небольшой высоте летний сезон сводится обычно к коротким периодам абляции, прерываемым снегопадами. Толщина ледника колеблется между рядом максимумов и минимумов, и последний минимум не всегда бывает наименьшим. В таких случаях баланс массы за балансовый год и за год измерений может очень сильно различаться. В другом, крайнем случае круглый год продолжается абляция, как, например, в нижних частях ледников в Исландии и Новой Зеландии; здесь бывает лишь кратковременная аккумуляция снега во время метелей. Кроме того, ледники в Африке имеют каждый календарный год по два балансовых года. Хотя эти осложнения еще более затрудняют полевые измерения, влиять на изменение определений они не должны.

Непосредственные измерения баланса массы

Чистый баланс массы ледника можно определить несколькими способами. Обычный метод состоит в измерении чистого баланса в ряде точек на леднике. При этом должны быть измерены следующие величины:

1. Масса снега и льда, накопившаяся за текущий балансовый год и оставшаяся в области аккумуляции к концу года. Это – чистый баланс b_n в точках области аккумуляции S_c.

2. Масса льда, стаявшая в области абляции за текущий год. Это – чистый баланс b_n в точках области абляции S_a. Чистый баланс B_n ледника определяется затем выражением

$$B_n = \int_{S_c} b_n \, dS + \int_{S_a} b_n \, dS.$$

3. Нередко измеряется также и зимний баланс, а летний получают как разность между зимним и чистым балансами. Эти величины определяются потому, что часто предпринимаются попытки связать измеренный баланс массы с метеорологическими данным. Обычно более тесные связи получаются чаще для зимнего и летнего балансов, чем для чистого баланса.

Рассмотрим теперь способы измерений этих величин. Первая и вторая требуют измерений в конце балансового года, третья – в кон-

це зимы. Мы рассматриваем изменения массы лишь за периоды в несколько месяцев. По мере сокращения промежутка времени получать надежные данные становится все более затруднительным.

1. Чтобы измерить баланс в области аккумуляции, надлежит выкопать шурф или взять керн из буровой скважины. Разумеется, должна быть установлена летняя поверхность предыдущего года. Эта поверхность может отличаться загрязненным слоем или резким изменением плотности, твердости или размера зерен. В полярных ледниках часто оказывается полезным слой глубинной изморози малой плотности (гл. 2). Глубинная изморозь образуется осенью вследствие сублимации внутри снежного покрова. Основание слоя глубинной изморози принимается за летнюю поверхность. При постоянных наблюдениях каждый летний слой можно отмечать краской или нитками. Маркировка летних слоев особенно необходима, если измерения относятся к фиксированной дате, а не к концу балансового года.

Следует измерять толщину и плотность слоя между поверхностью в конце балансового года и летней поверхностью предыдущего года. Плотность снега и фирна можно измерять взвешиванием известного объема. Плотность льда с достаточной точностью может быть принята равной 900 кг/м^3. Когда фирн перемежается с прослойками и линзами льда, следует оценить долю этих включений. Для этой цели шурф более предпочтителен, чем керн из буровой скважины, так как он обеспечивает намного большую площадь изучаемого разреза.

Талая вода иногда просачивается сквозь всю толщу фирна данного года и замерзает в нижележащих слоях. Бывает так, что в результате полностью исчезает фирн этого года. В таком случае измерения не должны ограничиваться верхним годовым слоем. Надлежит измерить также плотность предшествующего, а возможно, и более ранних лет. Другой способ может заключаться в подготовке шурфа для измерений путем установки в конце балансового года плоского поддона непосредственно под поверхностью. Тогда следующим летом на этом поддоне соберется талая вода, которая иначе просочилась бы в нижележащие слои. В конце лета чистый баланс получится как масса льда (или воды) на поддоне плюс масса фирна над ним. Третий способ определения количества просачившейся и замерзшей в фирне воды заключается в измерении изменения температуры с глубиной в начале и конце сезона абляции; при этом следует принять, что разница температуры соответствует выделению скрытой теплоты льдообразования [311]. Таким образом, исключается необходимость измерения плотности нижележащих слоев.

В зоне ледяного питания метод шурфов бесполезен (гл. 2). Часто отдельные слои можно выделить, но за одно лето может образоваться несколько слоев. Для измерения чистого баланса устанавливают вехи, забуриваемые в лед. В начале и конце балансового года измеряют расстояния от верха вехи до поверхности. Для получения баланса в слое воды разность отсчетов умножают на плотность льда. При измерениях возникает одно затруднение. Оно состоит в том, что по вехе проводится через снег тепло и поступает талая вода, намерзающая у основания вехи в виде бугра. Поэтому измерения следует проводить от верха вехи не до ее основания, а до среднего уровня поверхности – вокруг нее.

2. Вехи устанавливают также и для измерения стаивания льда в области абляции. На ледниках, где значительная потеря льда происходит из-за откалывания айсбергов, нужно определять скорость движения и толщину льда на поперечнике близ конца ледника. Тогда можно подсчитать годовой расход льда по айсбергам.

3. Зимний баланс в области аккумуляции можно определить так же, как и чистый баланс, но измерения должны быть сделаны не в конце балансового года, а в конце зимы. В области абляции измеряют толщину и плотность зимнего снежного покрова до льда. Летний баланс получают путем вычитания величины чистого баланса из зимнего.

Для определения чистого баланса всего ледника измерения должны быть сделаны в ряде репрезентативных точек. Данные наносят на карту ледника и проводят линии равного чистого баланса. Дополнительные сведения, такие, как положение снеговой линии в разное время в течение лета, детальный рельеф поверхности ледника, могут быть весьма ценными при проведении этих изолиний. После этого могут быть определены общий чистый баланс (B_n) ледника и средний удельный чистый баланс ($\bar{b}_n$).

Карту с горизонталями и изолиниями чистого баланса можно использовать для определения среднего баланса по высотным интервалам, например, через каждые 100 м, составив балансовую кривую – график изменения баланса с высотой. Это удобный способ представления результатов измерений. На этом же графике можно показать площадь ледника в каждом высотном интервале и чистый баланс на этой площади, т.е. средний удельный баланс, умноженный на площадь. Пример такого графика для ледника Нигардсбреен в Норвегии показан на рис. 4.2. за 1963/64 балансовый год. Средний годовой чистый баланс был положительным и равным 0,95 м.

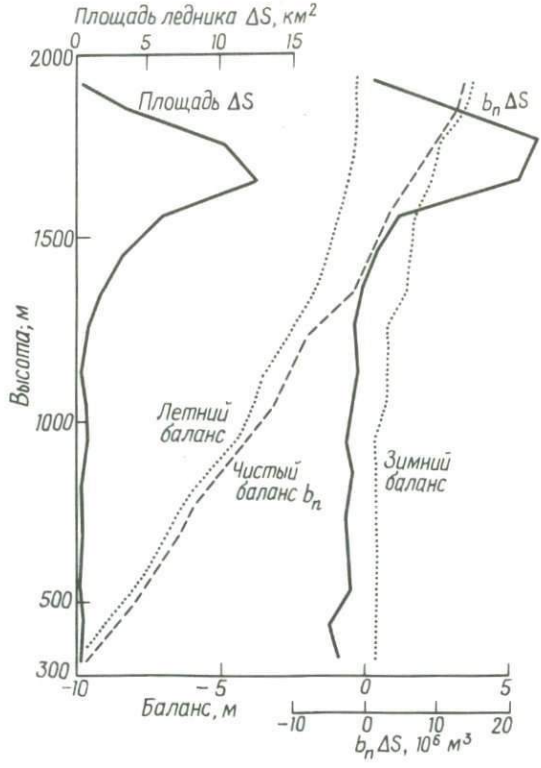


Рис. 4.2. Баланс массы ледника Нигардсбреен в Норвегии [427].

Точность измерений баланса массы трудно оценить. Недостаточная точность измерения толщины или плотности слоев может иногда привести к значительным ошибкам. Но основной источник неточностей заключается в выборе точек измерений. Измерения могут быть сделаны лишь в ограниченном числе точек, а на многих ледниках имеются большие участки трещин, где никакие измерения невозможны. Как получить достаточное число точек? Насколько каждая точка репрезентативна для участка ледника вокруг нее? И насколько хорошо сеть точек отражает условия на леднике в целом? Ответить на эти вопросы очень трудно.

Число точек, необходимое для наблюдений на данном леднике, зависит от изменчивости величин аккумуляции и абляции от места к месту. Частоту точек при измерениях доводили до 120 на километр, но никто не может назвать оптимально необходимое их количество. Во всяком случае желательное число точек должно ограничиваться

практической возможностью. Почти на всех ледниках характер распределения аккумуляции и абляции свидетельствует о некотором постоянстве из года в год даже тогда, когда их величины претерпевают большие изменения. Таким образом, когда будет выяснено, какие точки оказываются типичными для обширных по площади участков, при продолжающихся измерениях через несколько лет количество точек может быть сокращено.

Хотя очевидно, что данные о балансе массы нуждаются в статистическом анализе, современные методы стали применять лишь недавно. Ллибутри [306] считает, что чистый баланс b_{jt} в точке j для года t можно записать как

$$b_{jt} = \alpha_j + \beta_t + \varepsilon_{jt}, \qquad (4.1)$$

где α_j – параметр, зависящий лишь от местоположения, т.е. от таких факторов, как высота, уклон и экспозиция. Параметр β_t изменяется от года к году, но остается постоянным для всех точек на леднике. Величина ε_{jt} – случайная ошибка, имеющая нормальное распределение и в среднем равная нулю. Среднее значение β_t также принимается равным нулю. При этих допущениях лучшую оценку величины $\hat{\alpha}_j$ для каждой точки и $\hat{\beta}_t$ для каждого года можно получить из измеренных значений b_{jt}, что может быть сделано даже при отсутствии некоторых значений b_{jt}, что очень существенно, так как вехи часто теряются из-за вытаивания, занесения снегом при сильных снегопадах или сходе лавин. Среднее квадратичное отклонение остатка $(b_{jt} - \hat{\alpha}_j - \hat{\beta}_t)$ определяет точность оценок. Чистый баланс ледника в год

$$B_n(t) = S\hat{\beta}_t + \bar{B}_n,$$

где S – площадь ледника, а $\bar{B}_n$ – средний чистый баланс за годы наблюдений. Член $\bar{B}_n$ необходим потому, что среднее значение β_t принимается равным нулю.

Ллибутри применил этот метод к неполному ряду наблюдений за 16 лет в 32 точках в нижней части ледника Сен-Сорлен во Французских Альпах. Значения $\hat{\beta}_t$ изменялись от 1 до – 1 м, тогда как среднее квадратичное отклонение ε_{jt} было 0,2 м. Хотя линейная зависимость (4.1) оказалась подходящей для области абляции, вопрос о том, пригодны ли значения $\hat{\beta}_t$ и для верхней части ледника, остается открытым.

Другой путь оценки надежности определения баланса массы – это применение двух или более методов и сравнение их результатов. Альтернативы непосредственному измерению баланса описаны ниже.

Фотограмметрический метод

Этот метод сводится к составлению точных карт в горизонталях через промежуток времени в один год или несколько лет. Единственным способом для этого служат фотограмметрические съемки. Сравнение двух карт дает представление об изменении объема ледника за прошедшее между съемками время. Результаты можно перевести в изменения массы с учетом средней плотности фирна и льда. Следует также допустить, что в любой точке ледника распределение плотности с глубиной не меняется. Такое допущение справедливо для области абляции. Но оно может быть сомнительным близ границы питания, особенно если ее положение из года в год претерпевает значительные изменения.

Этот способ определяет лишь баланс массы всего ледника, а не баланс в отдельных точках. Векторы движения льда не параллельны поверхности ледника; существует небольшая составляющая течения, перпендикулярная поверхности. Эта составляющая направлена вниз относительно поверхности в области аккумуляции и вверх в области абляции. Таким образом, течение льда стремится противодействовать изменению высоты поверхности вследствие аккумуляции и абляции. (Если бы этого не происходило, поверхность ледника становилась бы все круче.) К тому же уплотнение снега и фирна изменяет высоту поверхности в области аккумуляции. Изменение высоты в точке на поверхности ледника, определяемое путем сравнения двух съемок, есть результат всех этих процессов, а не только аккумуляции и абляции. Итак, фотограмметрическим методом определяют лишь изменение массы всего ледника.

За исключением самого конца ледника, годовое изменение высоты поверхности, вероятно, не превышает нескольких десятых метра. Поэтому требуется очень высокая точность проведения горизонталей. При современной технике изготовления карт этого можно достигнуть для поверхности льда, но не для однообразных снежных полей.

Большое значение имеет промежуток времени между съемками. Чтобы результаты съемок имели какое-то гляциологическое значение, карта ледника должна отображать его поверхность в конце балансового года. Иначе любое измеренное изменение объема будет отражать просто тот факт, что за время таяния ко времени съемки одного года успело стаять больше снега и льда, чем ко времени съемки другого года. Имеет существенное значение производить съемку до

конца лета, при этом абляция между временем съемки и концом балансового года должна быть измерена дополнительно, чему в прошлом следовали редко.

Чтобы определить этим методом чистый баланс ледника за каждый отдельный год, съемки должны проводиться ежегодно. Практически это делать затруднительно из-за больших затрат, если не по другим причинам. Однако карты, составленные с промежутком времени в несколько лет, могут быть весьма ценными для контроля результатов детальных измерений баланса массы. Такие карты дают также данные об изменениях ледников, на которых детальные непосредственные измерения не могли быть сделаны. Изменение объема – значительно лучший показатель "состояния здоровья" ледника, чем наступание или отступание его конца.

Гидрологический метод

Этим методом определяется лишь чистый баланс всего ледника. Измерения должны быть проведены по всему водосборному бассейну, в котором лежит ледник. Для измерения стока с бассейна (R) используются гидрометрические станции. Кроме того, следует измерить общую сумму осадков по всему бассейну (P). Для этого необходимо достаточное число пунктов наблюдений. Общее количество воды, льда и снега, теряющееся на испарение (E), надо также измерить или оценить. Эта величина, вероятно, мала по сравнению с другими. Если каждая из этих величин представляет общую сумму за год по всему бассейну и выражается в объеме воды, то чистый баланс ледника (B_n) получают из уравнения

$$B_n = P - R - E. \qquad (4.2)$$

Если в бассейне находится не один ледник, то B_n будет общим балансом всех ледников бассейна. Изменения массы снега на склонах также входят в общую величину баланса.

Тенгборн и др. [499] использовали три способа расчета баланса массы водосборного бассейна, в котором находится Южный Каскадный ледник (США), за один сезон абляции. Потеря массы с бассейна, определенная гидрологическим способом [уравнение (4.2)], была на 38% больше суммы измеренного летнего баланса ледника вместе с потерями вследствие таяния снежников. С другой стороны, измеренный летний баланс отличался не больше чем на 2% от потери массы, определенной сравнением съемок, сделанных в начале и конце

периода наблюдений. Лишний сток авторы приписывают стоку воды, скопившейся внутри ледника. Ранее Стенборг [495] установил, что на леднике Микка в Швеции вода накапливается в начале лета, а потом происходит ее сток. Механизм накопления воды в леднике рассматривается в гл. 8.

Таким образом, гидрологический метод – метод ненадежный, чтобы им можно было пользоваться для измерения баланса за часть года. Вызывает сомнение и его пригодность для оценки годового баланса, так как емкость полостей, в которых скапливается вода внутри ледника, может от года к году изменяться.

Методы рекогносцировки

Поскольку изучение баланса массы льда требует много труда и средств, детальные непосредственные измерения можно провести лишь на нескольких ледниках. Для некоторых целей неполные сведения о балансе массы большого количества ледников района могут оказаться более ценными, чем детальные измерения на одном или двух. По крайней мере такие сведения дополняют подробные исследования. Аэрофотосъемки или рекогносцировочные полеты над ледником также дают кое-какие сведения и о балансе его массы. Лашапель [238] рассмотрел этот вопрос, а Майер и Пост [332] использовали этот метод для изучения ледников на западе Северной Америки. Такие наблюдения, так же как и описанные выше, должны проводиться возможно ближе к концу лета.

Границу питания на ледниках умеренного климата определить просто. Она приблизительно совпадает со снеговой линией в конце лета. Низкое положение снеговой линии, которая резко ограничивает обнаженный лед, очевидно, указывает на положительный чистый баланс ледника. Если граница резкая, но снеговая линия лежит высоко, это признак повышенной аккумуляции после нескольких лет отрицательного баланса. Снеговая линия, отделенная от обнаженного льда участком старого фирна, служит указанием на то, что баланс массы ледника в текущем году еще более отрицательный, чем был в предшествующие годы.

Снеговая линия в конце лета, соответствующая границе питания в районах умеренного климата, видна на аэрофотоснимках и снимках с искусственных спутников Земли [395]. По снимкам можно определить долю области питания (отношение площади питания ко всей площади ледника). Практическое правило таково: доля области

питания около 0,7 соответствует нулевому балансу массы [151], что Хойнкес [212] подтвердил на леднике Хинтерайсфернер в Австрии. Он нашел также, что величина доли области питания по наблюдениям за 15 лет лежит в пределах от 0,85 до 0,35. На каждом леднике колебания из года в год высоты границы питания можно использовать как показатель изменений чистого баланса массы льда.

На полярных ледниках граница питания лежит обычно ниже снеговой линии в конце лета. Между ними расположена зона, где происходит накопление наложенного льда. В этом случае простого способа для определения положения границы питания нет.

Результаты измерений

Отдельные измерения аккумуляции и абляции начали проводить с прошлого столетия. Первые измерения баланса массы всего ледника были выполнены Альманом [17, 18]. Между 1941 и 1948 гг. Воллен [532] измерял баланс массы и тепловой баланс ледника Корса в Швеции. С того времени было положено начало нескольким многолетним исследованиям. В табл. 4.1 приведены данные о некоторых ледниках, по которым имеются данные о балансе массы за 20 лет и более. Количество масс-балансовых измерений значительно увеличилось за время проведения Международного гидрологического десятилетия (1965 – 1974 гг.), когда для изучения были выбраны репрезентативные ледниковые бассейны. Они образовали три всемирные цепи. Одна протянулась от Аляски до Антарктического полуост-

Таблица 4.1. Некоторые многолетние измерения баланса массы

Ледник	Местоположение	Площадь, км^2	Год начала наблюдений	Литература
Стур	Северная Швеция	3	1946	[474]
Хинтерайсфернер	Австрия	9	1952	[213]
Южный Каскадный	Северо-запад США	3	1957	[335]
Уайт	Канадская Арктика	39	1959	[351]
Ледниковый купол острова Миен	Канадская Арктика	85	1959	[33, 401]

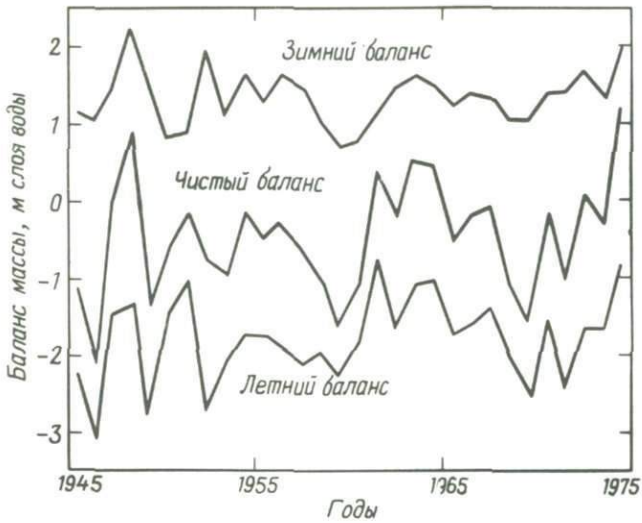


Рис. 4.3. Зимний, летний и чистый балансы ледника Стур в Шведской Лапландии, 1945 — 1975 гг. По Шютту (ряд публикаций).

рова; две другие — примерно по 45-й и 65-й параллелям Северного полушария. Были выполнены измерения баланса тепла, льда и воды разной степени сложности. Данные наблюдений в основном были опубликованы [239, 240], но общий исчерпывающий анализ еще предстоит сделать.

На рис. 4.3 приведены данные Шютта для ледника Стур, показывающие, насколько значительны колебания баланса массы из года в год. За исключением начала 60-х годов, преобладал отрицательный баланс. Состояние этого ледника при современном климате неустойчиво: его объем за время наблюдений уменьшился на 12%.

Такие данные получены для отдельных ледников. Имеются ли какие-либо результаты исследований более широкого значения? Дают ли полевые работы основание для упрощающих допущений, необходимых для теоретического анализа? Майер и Тенгборн [335] предложили такое обобщение по результатам их работы на Южном Каскадном леднике. Кривая изменения чистого баланса с высотой не имеет простой формы, и значения чистого баланса изменяются от года к году в широких пределах. Однако характер изменения чистого баланса с высотой меняется со временем незначительно. Авторы предположили, что кривые разных лет можно рассматривать как параллельные

друг другу и что одну кривую можно совместить с другой простым смещением ее параллельно оси X (оси чистого баланса). Это оправдывает использование линейного уравнения (4.1) при статистическом анализе данных баланса массы. Правило Майера и Тенгборна хорошо согласуется с данными масс-балансовых измерений на Южном Каскадном леднике за 7 лет. Но оно оказалось не совсем подходящим для ледника Стур.

Из этого правила следуют некоторые выводы. Если оно справедливо, это значит, что однажды установив форму кривой изменения чистого баланса с высотой для любого ледника, в последующие годы достаточно определить лишь одну ее точку. Таким образом, чистый баланс ледника и средний чистый баланс для каждого высотного интервала можно определить по высоте границы питания. Чистый баланс ледника и высота границы питания действительно тесно связаны между собой [395, рис. 8 и 9].

Баланс массы больших ледниковых покровов

Определение баланса массы Антарктического ледникового покрова представляет собой важную проблему, потому что существенные изменения его размеров повлияли бы на климат земного шара и уровень Мирового океана. Годовые колебания в таких масштабах не имеют большого значения, даже если было бы возможно их измерить. Наиболее важен вопрос, остается ли чистый баланс приблизительно равным нулю в среднем за интервал времени порядка 100 лет. Наблюдения за изменением положения концов ледников и высоты поверхности льда у нунатаков в одних местах указывают на недавнее отступание, в других – на отсутствие каких-либо изменений. Но так как ледниковый покров зависит от изменений баланса массы, происходивших сотни или даже несколько тысяч лет назад, эти наблюдения ничего не говорят о современном балансе. Если учесть, что во внутренней части покрова абляция отсутствует, чистый баланс можно оценить путем сравнения общей аккумуляции по всей его поверхности с общей абляцией по его краю.

Распределение аккумуляции на поверхности Антарктического ледникового покрова теперь довольно хорошо известно главным образом в результате измерений, выполненных со времени проведения Международного геофизического года. Средняя годовая аккумуляция (выраженная в водном эквиваленте) находится в пределах от 30 мм в центральных частях до 700 мм в некоторых прибрежных

районах [274]. Средняя величина равна около 170 мм [120]. Эти цифры подсчитаны без учета Антарктического полуострова, где осадки более обильны.

Наибольшую трудность в оценке баланса массы Антарктиды представляет измерение абляции. Таяние на нижней поверхности плавучих шельфовых ледников, окружающих большую часть материка, составляет, вероятно, значительную часть общей абляции. Но это таяние крайне трудно измерить. Лучший путь к преодолению этой сложной задачи состоит в необходимости рассматривать ледниковый покров ограниченным линией, где лед, сползающий с материка, всплывает. Расход льда через эту линию может быть тогда определен измерением его толщины и скорости. Даже и это сделать трудно, хотя и не настолько, как проводить измерения на нижней поверхности шельфовых ледников. Определение расхода льда устраняет также необходимость непосредственных измерений количества льда, теряющегося ежегодно на откалывание айсбергов, – главной части общей абляции. К тому же некоторое количество льда расходуется путем таяния и стока с поверхности льда у края на высоте, не превышающей 500 м. Часть льда теряется также на испарение, а часть снега сдувается ветром в море.

Недостаточность современных данных об абляции отражается на точности имеющихся оценок среднего баланса массы. По меньшей мере десять цифр, в пределах от + 80 до – 30 мм, были опубликованы за последние 20 лет. Большинство авторов, однако, давали положительную величину [120]. Новые способы измерения скорости движения льда, описанные в гл. 5, должны привести в ближайшем будущем к значительно более точным оценкам расхода льда. Кроме того, изменения положения края ледника можно теперь определять по снимкам со спутников. Некоторые данные об увеличении толщины льда [217] подтверждают представление о положительном балансе. Многолетняя устойчивость ледникового покрова рассматривается в гл. 9.

Точно так же оценивался баланс массы Гренландского ледникового покрова. Ответы на вопрос, увеличивается или уменьшается масса Гренландского покрова, столь же противоречивы [35, 41].

Непосредственные измерения изменения толщины льда позволяют по-другому оценить баланс массы. Для таких измерений необходима очень большая точность, так как в центральных районах Антарктиды изменения вряд ли превышают 10 мм/год. Чтобы устранить возмож-

ные местные отклонения, измерения следует делать по сети точек, охватывающей большую площадь, и повторять их через много лет. Способы измерения изменений толщины льда описаны в гл. 5.

Дополнительная литература

J. Glaciol., **4**, № 33, 1962, содержит несколько статей об измерениях баланса массы льда.

Ллибутри и Эшевин [311] описывают метод измерения зимнего и летнего балансов на ледниках в умеренных районах. Кернер [265] кратко рассматривает эти вопросы для полярных ледников. Он [266] дал также подробное описание образования наложенного льда. В Canad. J of Earth Sci., **3**, № 6, 1966, помещен ряд статей, посвященных различным вопросам картирования ледников.

5. Методы измерений

Будьте же испольнителями слова,
а не слушателями только.

Посление Иакова

Введение

В леднике или ледниковом покрове лед деформируется пластически под действием давления, возникающего за счет собственной массы льда. Кроме того, масса льда в целом скользит по подстилающему ложу. Эти два процесса, усложненные местными отклонениями, определяют движение ледника.

Закон течения льда (зависимость между скоростью деформации и напряжением, ее вызывающим) был определен по данным лабораторных экспериментов. Поэтому можно рассчитать распределение напряжений и скоростей в идеализированных ледниках простой формы, используя методы математической теории пластичности. Этим путем за последние 30 лет была разработана основная часть теории, что значительно продвинуло вперед наше понимание поведения ледников. Проблемы, слишком сложные для аналитического решения, были изучены на математических моделях с применением ЭВМ; этот метод использовался также для того, чтобы можно было предсказать, как на отдельные ледники будут действовать определенные изменения в балансе массы. Были также разработаны сложные теории скольжения ледника по его ложу.

Чтобы проверить, в какой мере эти теории применимы к реальным ледникам, требуются полевые измерения. В этой главе мы рассмотрим величины, которые должны быть определены при детальном изучении движения ледников, основные методы их измерения и приведем некоторые типичные примеры результатов измерений. Измерения баланса массы были рассмотрены в гл. 4, а гл. 15 посвящена анализу керна из полярных ледниковых покровов.

Теории течения и скольжения льда изложены в последующих главах. Однако некоторые особенности распределения скоростей в леднике могут быть выведены из простых соображений, что будет сделано в настоящей главе, так как это поможет пониманию полевых измерений.

Некоторые общие аспекты движения ледников

В верхней части ледника количество снега, ежегодно поступающего на поверхность, превышает потери в результате таяния, сдувания и испарения. В нижней части ледника некоторая часть льда и весь снег, выпавший в предшествующую зиму, каждое лето расходуются. Однако из года в год профиль ледника в основном остается неизменным, потому что лед течет из *области питания* (*аккумуляции*) *в область таяния* (*абляции*).

Рассмотрим поперечное сечение ледника, перпендикулярное поверхности и направлению потока. Если профиль ледника остается неизменным, количество льда, протекающее за год через любое поперечное сечение в области аккумуляции, должно быть равно количеству снега, накопившемуся в течение года на той части ледника, которая расположена выше сечения. Подобно этому, в области абляции количество льда, проходящего через поперечное сечение, должно быть равно количеству льда, стаявшего с поверхности ледника между этим сечением и его концом. Таким образом, количество льда, проходящего через любое поперечное сечение, должно постепенно увеличиваться от нуля в верховье ледника до максимума на *границе питания* (границе между областями аккумуляции и абляции), а затем постепенно уменьшаться к концу. Следует ожидать, что аналогично изменяется и скорость льда при условии, что ширина ледника и его толщина значительно не меняются вдоль его длины. Таким образом, скорость должна достигать своего максимума на границе питания.

Кроме того, если высота поверхности ледника в каждой точке остается постоянной, вектор скорости не может быть параллельным поверхности. Он должен быть наклонен вниз относительно поверхности в области аккумуляции и вверх в области абляции. Таким образом, можно ожидать, что общий характер линий тока в леднике будет таким, как показано на рис. 5.1.

В реальном леднике изменения толщины, ширины, наклона и другие факторы будут вызывать множество отклонений от этой простой модели течения. Тем не менее она представляет собой основу, которую следует иметь в виду.

Важное следствие теории пластичности состоит в том, что скорость определяется главным образом толщиной льда и наклоном поверхности. Лед будет течь в направлении максимального наклона поверхности также и в случае возвышений на подстилающем ложе.

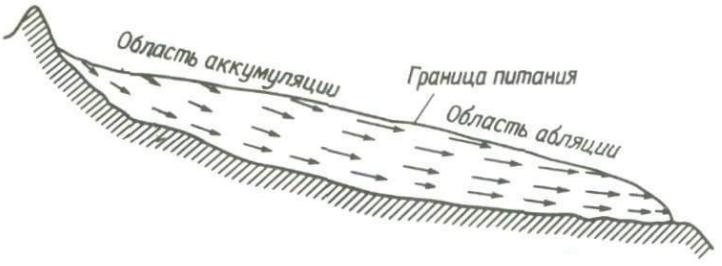


Рис. 5.1. Векторы скорости в идеальном леднике.

Здесь "наклон" означает средний наклон на расстоянии, в несколько раз большем толщины льда. Изменения наклона поверхности на коротких расстояниях, например случающиеся среди сераков на ледопадах и других неровностях, не влияют на течение ледника. Другое важное следствие заключается в том, что произведение толщины и наклона поверхности меняется от места к месту на леднике и даже от одного ледника к другому весьма слабо. Лед обычно тонок там, где поверхность наклонена круто, и толст там, где наклон незначителен.

Измерение поверхностной скорости и скорости деформации

Измерение поверхностных скоростей сводится к обычной технике съемки. Чтобы определить вектор скорости, мы должны определить его составляющие, параллельные и перпендикулярные поверхности. На практике измеряют только горизонтальную составляющую и ее направление и вертикальную составляющую. Измерения путем фотограмметрической съемки или другими способами по смещению валунов, трещин и разных меток на поверхности ледника дают лишь горизонтальную компоненту скорости. Измерения вертикальной составляющей требуют использования меток, фиксированных по льду. Обычно используются деревянные или металлические вехи, забуренные в лед. В области абляции возникают затруднения с бурением отверстий на такую глубину, чтобы вехи за лето не упали. В области аккумуляции, где поверхностные слои состоят в большей степени из снега и фирна, чем изо льда, трудно обеспечить такое положение вехи, чтобы она была жестко фиксирована, что необходимо для точных измерений вертикальной составляющей скорости. И в самом деле, в области аккумуляции удалось провести измерений этой составляющей весьма мало.

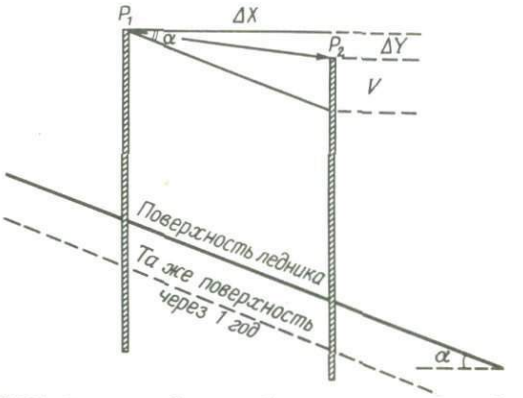


Рис. 5.2. Положения вехи в области абляции, установленной во льду в некоторый момент времени и годом позже.

Из-за наклона вектора скорости относительно поверхности вертикальное смещение верха вехи ΔY меньше $\Delta X \operatorname{tg} \alpha$ на величину V, означающую "скорость поднятия".

Измерения вертикальной составляющей скорости иногда приводят к недоразумениям. Рассмотрим сначала положение на центральной линии ледника, где нет поперечной компоненты скорости. На рис. 5.2 показана веха, установленная во льду. В момент времени t верх вехи находится в точке P_1, через год она перемещается в точку P_2. Движение вехи соответствует вектору скорости льда, окружающего ее основание. (На диаграмме показан вектор, направленный вверх относительно поверхности. Таким образом, она относится к области абляции.) Мы измеряем горизонтальные и вертикальные смещения ΔX и ΔY вершины вехи по отношению к осям, фиксированным в пространстве. Горизонтальная компонента скорости U равна ΔX. Если бы течение льда было параллельно поверхности, то ΔY была бы равна $\Delta X \cdot \operatorname{tg} \alpha$, где α – угол наклона поверхности. Но течение льда направлено вверх относительно поверхности. Поэтому вертикальное смещение ΔY меньше, чем $\Delta X \cdot \operatorname{tg} \alpha$, на величину V. Здесь V равно толщине слоя льда (измеренной по вертикали), притекающего к поверхности в единицу времени. Она равна скорости, с которой поверхность повысилась, если бы не было абляции. Иногда она называется *скоростью поднятия*. В области аккумуляции ей соответствует *скорость погружения*. Таким образом,

$$\Delta Y = \Delta X \cdot \operatorname{tg} \alpha - V,$$

$$V = \Delta X \cdot \operatorname{tg} \alpha - \Delta Y.$$

В теоретических построениях составляющая v, перпендикулярная поверхности, представляет больший интерес, чем вертикальная компонента V. Обычно направление вниз для v считается положительным. Это согласуется с рис. 5.2, где ΔY и α взяты положительными. Следовательно,

$$v = -V \cdot \cos\alpha,$$

$$v = \Delta Y \cdot \cos\alpha - \Delta X \cdot \sin\alpha. \qquad (5.1)$$

В точке вне центральной линии ледника ΔX равна компоненте горизонтальной скорости в направлении центральной линии, т.е.

$$U = \Delta X \cdot \sec\Delta A,$$

где ΔA – угол между направлением горизонтальной скорости и центральной линией.

Рассмотрим теперь изменения на поверхности льда в точке, которая движется вместе со льдом, как веха. Если бы не было абляции, поверхность должна была за год повыситься на величину $-v$ (измеренную перпендикулярно поверхности при положительном направлении вниз). Но в действительности в результате абляции слой толщиной $-b$ (баланс массы, выраженный через толщину льда и измеренный перпендикулярно поверхности) сносится. Разница между этими двумя величинами равна ежегодному изменению толщины льда Δh у вехи. Таким образом,

$$\Delta h = b - v. \qquad (5.2)$$

В начале и конце балансового года измеряется расстояние от вершины вехи до ее основания. Разница этих двух отсчетов равна величине b. Таким образом, Δh определяется по измерениям b и v Чаще b и v приблизительно равны, и разница между ними Δh мала.

Приведенные выше рассуждения относятся к области абляции. Уравнения применимы и к области аккумуляции, хотя уплотнение верхних слоев фирна может усложнить измерения.

Чтобы получить общее представление о движении ледника, лучше всего установить одну линию вех вдоль центральной оси ледника. Ее можно дополнить несколькими поперечными линиями, которые следует протянуть к краям ледника. В долинных ледниках могут быть установлены пункты на склонах долины по периметру ледника, и изменения в положении вех можно определять путем повторных угломерных съемок. Этот метод обеспечивает для горизонтальных ско-

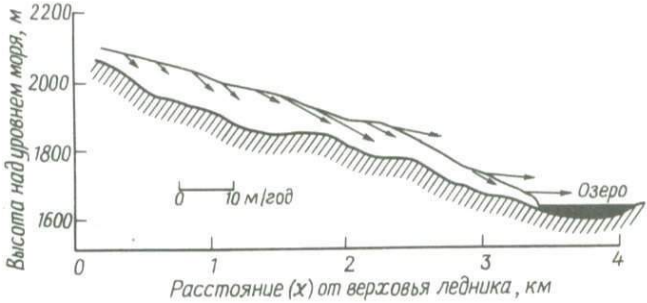


Рис. 5.3. Векторы поверхностной скорости на Южном Каскадном леднике в США [335].

ростей достаточную точность за периоды в несколько дней или более. Вертикальная компонента скорости намного меньше горизонтальной. Поэтому два последовательных измерения высоты вехи должны быть отделены промежутком времени по крайней мере в несколько месяцев. На рис. 5.3 приведены измеренные векторы скорости вдоль центральной линии Южного Каскадного ледника на северо-западе США. Заметим, что вертикальный масштаб намного превышает горизонтальный. Распределение скоростей оказалось значительно сложнее, чем на простой схеме рис. 5.1. Имеются три максимума скорости на расстоянии 0,9, 1,8 и 2,5 км. Эти максимумы соответствуют местам с наибольшим наклоном поверхности. Почти каждый год граница питания находится на расстоянии около 2,2 км, т.е. близко к минимуму скорости. Однако ледник здесь широкий и глубокий, так что, несмотря на то что скорость u мала, объем льда, проходящий через поперечное сечение, относительно велик. Как и следовало ожидать, общая тенденция сводится к тому, что в области аккумуляции с увеличением x увеличивается u, а в области абляции с увеличением x уменьшается u. Несмотря на то что ледник в течение многих лет отступает, скорость на его конце не равна нулю, что не представляется необычным. Наступание или отступание ледника определяется различием между поступательным движением конца и потерями в этой части льда вследствие таяния или откалывания айсбергов. (В тех ледниках, где основные потери происходят в результате откалывания, граница питания может проходить близ конца. В этом случае скорость здесь может быть близкой к максимальной. К этой категории ледников относятся многие ледники Антарктиды.)

На рис. 5.3 видно, что, как и должно быть, на Южном Каскадном леднике векторы скорости в области аккумуляции направлены вниз относительно поверхности, а в области абляции – вверх. Векторы наклонены к поверхности всего лишь на несколько градусов. Это нормально, потому что вертикальные составляющие обычно приблизительно на порядок величины меньше горизонтальных. Векторы могут быть более круто наклонены близ краев ледника, чем в любом другом месте, потому что у бортов долины приток льда компенсирует повышенную абляцию из-за притока тепла с сильно нагревающихся склонов долины.

Максимальная скорость Южного Каскадного ледника очень низка – приблизительно 20 м/год. Большая часть долинных ледников имеет скорости в пределах от 10 до 200 м/год почти на всем протяжении, но на ледопадах скорость может достигать 1 – 2 км/год. На обрушивающемся конце ледника Якобсхавн – одном из самых больших выводных ледников Гренландского ледникового покрова, была измерена скорость, равная 10 км/год. Во время ледниковых пульсаций, описанных в гл. 13, отмечены смещения льда от 4 до 7 км за несколько месяцев.

Типичные величины вертикальной составляющей скорости v в умеренных районах бывают порядка 1 м/год (вниз) в области аккумуляции и 3 – 4 м/год (вверх), а возможно, и до 10 м/год в области абляции. Поскольку эти величины связаны с аккумуляцией и абляцией, они гораздо больше в районах с морским климатом, чем на арктических ледниках.

Представляют интерес также и изменения скорости поперек ледника. На рис. 6.6 показана направленная вниз по леднику составляющая горизонтальной скорости на поперечном профиле ледника Саскачеван в Канаде. Скорость мало меняется посредине ледника и быстро уменьшается к его краям. Такое распределение скоростей типично, если только поперечное сечение канала имеет сравнительно правильную форму. Подробнее это будет рассмотрено в гл. 6. Направление течения льда через поперечное сечение также почти одно и то же во всех его точках, потому что ширина долины на данном участке почти не меняется. В тех местах, где долина вниз по течению расширяется, горизонтальные векторы скорости в стороне от центральной линии немного расходятся к каждому краю ледника, и, наоборот, эти векторы сходятся к центральной линии в тех местах, где долина вниз по течению сужается.

При измерениях на ледниковых куполах обычно невозможно разбить сеть пунктов для триангуляции на коренных породах. Приходится применять маршрутную съемку, а для измерения расстояний лучше всего использовать электронную аппаратуру. Эти методы возможны лишь на малых ледниковых куполах. Вехи устанавливаются по направлениям, следующим под прямыми углами к горизонталям. Такие линии должны соответствовать (по крайней мере приблизительно) линиям течения льда.

Измерения горизонтальных скоростей на обширных ледниковых покровах стали возможными благодаря развитию в последнее время аппаратуры, которая, получая сигналы от навигационных спутников, может определять положение пунктов с точностью около 5 м. Еще один способ – радиозондирование – описан ниже, в настоящей главе.

При изучении движения льда часто бывает более важно знать скорости деформаций (т.е. градиенты скорости), чем сами скорости. Например, для правильной интерпретации данных буровых скважин в отношении закона течения льда необходимо знать поверхностные скорости деформации. Имея линию вех вдоль центральной линии ледника, можно измерить продольную скорость деформации между соседними вехами или отношение изменения расстояния между двумя вехами в единицу времени к первоначальному расстоянию. Однако правильнее определять все компоненты скорости деформации на поверхности. С этой целью устанавливают 4 вехи по углам ромба с одной диагональю в направлении потока. Длина каждой стороны должна быть приблизительно равна толщине льда. Одну веху следует поместить в центре ромба. Длины сторон и диагоналей измеряют стальной лентой или другими способами и измерения повторяют через год. По этим данным методом наименьших квадратов могут быть рассчитаны продольная и поперечная скорости деформации $\partial u/\partial x$, $\partial w/\partial x$ и касательная скорость деформации $1/2(\partial u/\partial z + \partial w/\partial x)$, а также их среднеквадратические ошибки. (Здесь координата x измеряется в направлении центральной линии ледника, а z – поперек ледника. Соответствующие компоненты скорости равны u и w.) В статье Ная [369] приводятся все подробности расчета. Скорость деформации, перпендикулярная поверхности ледника, $\partial v/\partial y$, получают из следующего соотношения, соответствующего условию несжимаемости льда:

$$\partial u/\partial x + \partial v/\partial y + \partial w/\partial z = 0. \qquad (5.3)$$

На ледниках и морском льду использовались также приборы, измеряющие деформацию путем определения электропроводности [533], деформационные датчики [131] и лазерные интерферометры [215]. Этими приборами измеряют деформацию с точностью на несколько порядков выше, чем с помощью сети вех, и поэтому они позволяют определять короткопериодные колебания скорости деформации.

Рис. 5.3, на котором показано изменение скорости u с расстоянием x вдоль центральной линии Южного Каскадного ледника, можно интерпретировать как изменение скорости продольной деформации $\partial u/\partial y$. На большей части области аккумуляции $\partial u/\partial x$ положительна. Однако она отрицательна вблизи $x = 1{,}1$ км и между $x = 1{,}9$ и 2,5 км, т.е. в верхней части области абляции. Она отрицательна и в остальной части области абляции. Поскольку скорость на границе питания наибольшая, продольная скорость деформации в области аккумуляции должна быть главным образом положительной, а в области абляции – отрицательной.

Те части ледника, где $\partial u/\partial x$ положительна, рассматриваются как области *растягивающего течения*, а там, где $\partial u/\partial x$ отрицательна, говорят о *сжимающем течении*. На первый взгляд такая терминология может показаться странной, так как лед – несжимаемое тело, за исключением тех случаев, когда размеры воздушных пузырьков в нем могут быть уменьшены. "Сжатие" надо понимать как уменьшение длины блока льда в направлении x, что должно сопровождаться соответствующим увеличением его высоты или ширины. Так как склоны долины препятствуют боковому расширению, в области со сжимающим течением толщина льда должна вниз по леднику увеличиваться. В этом случае должна существовать компонента скорости, направленная вверх к поверхности (*скорость поднятия*). В действительности такому утолщению обычно противодействует абляция.

Типичные значения скорости продольной деформации лежат в пределах от около 10^{-1} год$^{-1}$ в долинных ледниках умеренного типа (с более высокими значениями на ледопадах) до 10^{-5} год$^{-1}$ в Центральной Антарктиде.

Мы описали основные особенности изменения скоростей течения льда в пространстве. Но скорость меняется также и во времени. Многие исследователи отмечали, что в течение года скорость в одной точке на леднике непостоянна. Здесь "точка" означает точку, фиксированную относительно ложа ледника. Мы видели, что скорость точки, движушейся вместе со льдом, уменьшается по мере прибли-

жения к его концу. Это не то, что подразумевается под изменением скорости во времени.

Согласно данным исследований, вообще, чем меньше промежуток времени, за который измеряется скорость, тем больше относительные изменения [329]. Например, средние скорости за лето и зиму могут отличаться друг от друга на 10 или 20 %. Измерения от месяца к месяцу могут различаться в течение года на 40 %. При измерениях, сделанных через каждые несколько часов, разница достигает 100 % и более. Это нельзя объяснять только тем, что по мере уменьшения временного интервала усиливается влияние ошибок измерения, хотя сделать надежные измерения с интервалом в один день и меньше трудно. Результаты измерений с периодом в несколько часов свидетельствуют о том, что движение в каждой точке складывается из серии небольших толчков и что в разных точках толчки происходят неодновременно. Такое явление неудивительно в районах, рассеченных трещинами,но, очевидно, оно может также происходить и в любом другом месте. Почти все измеренные скорости осредняются за недели или месяцы, что сглаживает указанные неравномерности.

Есть два возможных объяснения сезонных изменений в скорости. Во-первых, они могут быть результатом изменения толщины льда. В течение года изменения в толщине льда вследствие аккумуляции и абляции достигают нескольких процентов. Поскольку скорости приблизительно пропорциональны толщине в степени одна четверть, таким образом могут быть объяснены изменения в 15 или 20 %. Скорости должны быть максимальными поздней весной и минимальными в конце лета. Во-вторых, следует учитывать эффект "смазки" посредством талой воды на ложе ледников (подробнее см. гл. 7). В этом случае скорость скольжения должна быть самой большой, когда на ложе ледника бывает наибольшее количество талой воды, т.е. в период абляции. Так же объясняются и временные увеличения скорости после сильных дождей. Это второе объяснение не может быть применено к ледникам, примерзшим к ложу. В других ледниках изменения скорости могут быть результатом сочетания обеих причин. Амплитуда колебаний и время года, когда скорость бывает наибольшей, – два критерия, определяющие, какое влияние наиболее важно для конкретного ледника.

Наблюдаются также колебания скорости с периодом во много лет. Они представляют собой реакцию ледника на изменения его баланса массы, вызванные изменением климатических условий, что рассматривается в гл. 12.

Измерение скорости течения льда и скорости деформации на глубине

Для измерений на глубине требуются буровые скважины. Это основное условие. В ледниках *умеренного типа* (где лед находится на точке плавления) скважины должны быть с обсадными трубами, чтобы в них не попадала вода, иначе зимняя "волна холода" вызовет замерзание воды близ поверхности. Кроме того, вследствие течения льда незащищенная скважина заплывет льдом. Другим возможным способом может быть подвеска кабеля внутри скважины и перебуривание ее в следующем году буром, прикрепленным к кабелю [262]. В *холодных ледниках* (где температура льда ниже точки плавления) заплывание скважин происходит медленнее, и там внутри льда воды нет. Поэтому, чтобы не допустить снег и талую воду в скважину, достаточна обсадка лишь на нескольких метрах сверху.

Скорость течения льда и скорость деформации на глубине могут быть измерены инклинометром – инструментом, определяющим степень наклона оси скважины к вертикали и азимут этого наклона [144]. Измерения производят на разных глубинах и повторяют обычно через год. Если лед деформируется простым сколом и ось x лежит на поверхности и направлена по течению льда, скорость деформации $\partial u/\partial y$ на любой глубине y равна скорости изменения наклона на этой глубине. Если ось x не совпадает с направлением течения, составляющие скорости касательной деформации $\partial u/\partial y$ и $\partial w/\partial y$ равны скоростям изменения x и z – составляющих наклона. Если скорость течения льда у верха скважины измеряют методами обычной съемки, составляющие скорости u и w на каждой глубине могут быть рассчитаны численным интегрированием $\partial u/\partial y$ и $\partial w/\partial y$. Если же скважина пробурена до основания льда, этим методом определяют также и скорость скольжения льда по ложу. Если лед до ложа проморожен так, что скольжения нет, скорость может быть рассчитана по скорости деформации без измерения ее значения на поверхности.

Если, как это обычно и бывает, лед деформируется не простым сколом, расчет скоростей касательных деформаций и скоростей течения льда по измерениям наклона более сложен (гл. 6).

Определение всех девяти производных от составляющих скорости (u, v, w) по соответствующим координатам (x, y, z) требует трех скважин. Если положение одной скважины принято за начальное, вторая должна лежать на оси x, а третья на оси z; при этом они должны быть удалены друг от друга на расстояние, равное толщине льда или более. (Хотя выбор направления осей произволен, удобнее прини-

мать ось x в направлении течения, с тем чтобы составляющая z была пренебрежимо мала.) Предположим снова, что лед деформируется простым сколом. Тогда составляющие u, w, $\partial u/\partial y$, $\partial w/\partial y$ определяют как функции y в каждой скважине. Составляющие $\partial u/\partial x$, $\partial u/\partial z$, $\partial w/\partial x$, $\partial w/\partial z$ рассчитывают по разностям между u и w на соответствующих глубинах в разных скважинах. Условие несжимаемости

$$\partial v/\partial y = -\partial y/\partial x - \partial w/\partial z \qquad (5.3)$$

дает $\partial v/\partial y$. Если ледник промерзает до ложа, скорость v_b там будет равна нулю. Если лед скользит со скоростью u_b и наклон ложа β относительно поверхности известен, $v_b = u_b \operatorname{tg}\beta$. Из этого выражения следует, что скорость, перпендикулярная ложу, должна быть нулевой, если, как это и бывает обычно, количество стаявшего там льда пренебрежимо мало. Вместо расчета v_b посредством обычной съемки может быть измерена величина скорости на поверхности v_s. Если известна любая из величин v_s или v_b, величину v на разных глубинах можно найти по $\partial v/\partial y$. Величины $\partial v/\partial x$ и $\partial v/\partial z$ рассчитывают по разностям между величинами v на каждой глубине в трех скважинах.

Величину составляющей скорости деформации, перпендикулярной поверхности, $\partial v/\partial y$, находят как функцию глубины путем измерения изменений длины отрезков скважины со временем. Этот способ более точен, чем определение той же величины по [уравнению (5.3)]. Однако такое определение нельзя считать непосредственным измерением, потому что в результате скола длина скважины также изменяется. Харрисон [193] вывел формулы для разделения двух влияний. Но такие измерения нельзя проводить в скважине с обсадными трубами, так как вдоль скважины скользит жесткий футляр: движение футляра, параллельное скважине, не соответствует движению льда.

Чтобы измерить изменения по длине скважины, точки на ее стенках должны быть каким-либо способом маркированы. Роджерс и Лашапель [460] установили на определенных глубинах вдоль стенки электропроводящие кольца. Затем они определили места их расположения путем опускания по скважине резонансного электрического контура; по мере прохождения его через каждое кольцо изменялась частота тока. Роджерс и Лашапель сделали измерения этим методом на умеренном леднике и положились на то, что из-за протаивания под давлением кольца внедряются в стенки. Они считали, что в скважи-

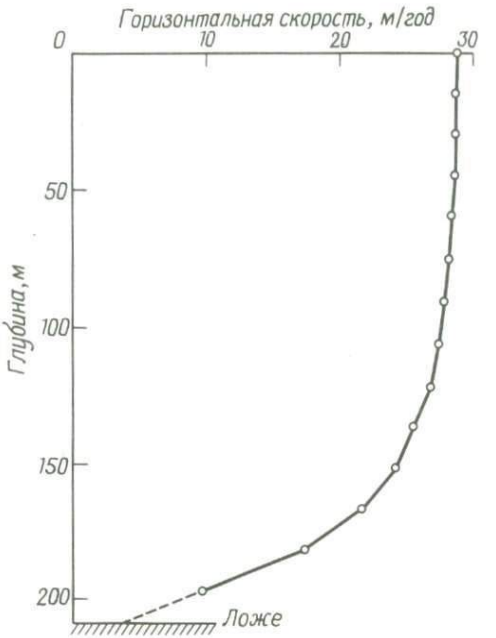


Рис. 5.4. Изменение горизонтальной скорости течения льда с глубиной на леднике Атабаска в Канаде [469].

не в холодном льду кольца могли бы нагреться благодаря индукции. Патерсон [405] при измерениях на полярной ледниковой шапке использовал в качестве марок небольшие изменения в диаметре, которые образуются во время бурения. При измерениях диаметра скважины с интервалом 5 – 10 м обнаружился ряд небольших колебаний, которые сохранялись как в фирне, так и во льду, по крайней мере в течение года. Харрисон [193] предположил другой метод измерения вертикальной скорости деформации. В отдельные скважины разной глубины он поместил девять электрических кабелей и дал им вмерзнуть в лед. Через год их вытаяли путем пропускания электрического тока, а затем было измерено растяжение каждого кабеля.

Скорости деформации на глубине определялись также измерением времени прохождения ультразвуковых сигналов между пьезоэлектрическими датчиками, укрепленными в скважинах и стенках туннеля [343, 461].

На рис. 5.4 приведена кривая изменения горизонтальной скорости с глубиной в долинном леднике. В верхней половине скважины

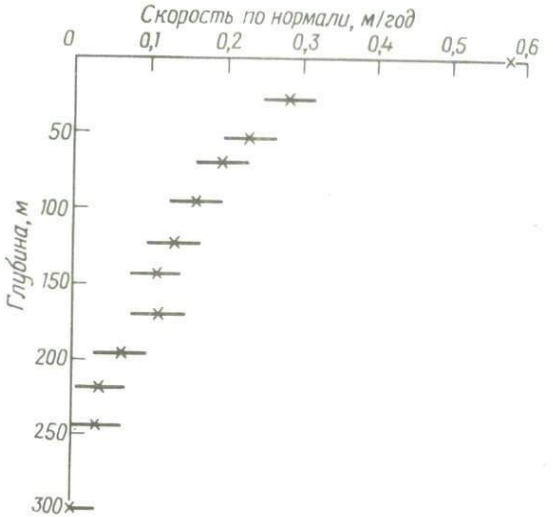


Рис. 5.5. Направленная вниз по нормали к поверхности составляющая скорости в зависимости от глубины на ледниковом куполе Девон в Канадской Арктике.

Горизонтальные отрезки выражают величины стандартного отклонения в ту или другую сторону от среднего значения [405].

скорость меняется мало; в нижней – скорость уменьшается, и это уменьшение убыстряется с приближением ко дну. Скорость скольжения составляет не более 10 % скорости на поверхности, но может уменьшиться и до нуля. На рис. 5.5 показано изменение компоненты скорости, перпендикулярной поверхности, с глубиной в области аккумуляции в полярном ледниковом куполе, промерзшем до ложа. Быстрое изменение скорости между поверхностью и глубиной, равной 25 м, объясняется оседанием фирна.

В табл. 5.1 приведены скорости скольжения, измеренные в подледных полостях и туннелях или путем фотографирования придонных участков скважин. Отдельные величины отличаются одна от другой в 100 раз, а при ледниковых пульсациях и почти на всех крупных выводных ледниках Западной Гренландии наблюдались скорости приблизительно в 10 раз выше, чем в других местах. Большинство исследователей отмечают, что скорость скольжения изменяется со временем; Вивиан и Боке [525] наблюдали остановки скольжения на периоды до 3 дней. На леднике Голубом в точках, удаленных одна от другой на 15 м, в одно и то же время были измерены скорос-

Таблица 5.1. Измеренные скорости скольжения

Ледник	Толщина льда, м	Скорость, мм/сут	Литература
Аржантьер	100	600 – 1200	[525]
Голубой	26	16	[259]
Голубой	65	350	[260]
Голубой	65	10	[260]
Голубой	120	3 – 30	[128]
Кейсмент	20	24	[328]
Гриндельвальд	40	250 – 370	[89]
Мер-де-Гляс	100	30 – 80	[524]
Мон Коллон	65	30	[169]
Эстердальсисен	40	29 – 97	[502]
Варигейтед	356	250	[129]
Весл-Скаутбреен	55	8	[327]

ти 10 и 350 мм/день. В том месте, где скорость была большой, лед на значительной площади не касался ложа, тогда как в других местах он находился "почти в полном контакте с ложем". По-видимому, наибольшие измеренные скорости относятся к тем местам, где ледник не соприкасается с ложем.

В табл. 5.2 приведены отношения измеренных скоростей скольжения к поверхностной скорости. За некоторыми исключениями, указанными в таблице, эти результаты были получены путем измерения наклона в буровых скважинах. Величины, полученные по измерению наклона скважин, следует рассматривать как верхний предел отношения, потому что бурение могло прекращаться в придонном слое загрязненного льда, не достигая самого ложа. Исключениями можно считать 120-метровую скважину на леднике Голубом и скважину на леднике Варигейтед; фотографирование скважины подтвердило, что она достигла ложа. Отношение для ледника Флеминг также приближается к верхнему пределу, так как неясна природа слоев, отражающих сигналы. Отношение нельзя вычислять для всех ледников, указанных в табл.5.1, так как, за исключением ледников Голубого и Варигейтед, на них не были измерены поверхностные скорости.

Таблица 5.2. Отношение скорости скольжения к поверхностной скорости

Ледник	Страна	Отношение скорости	Толщина льда, м	Литература
Алечский	Швейцария	0,5	137	[146]
Атабаска	Канада	0,75	322	[469]
Атабаска	Канада	0,1	209	[469]
Атабаска	Канада	0,81	311	[433]
Атабаска	Канада	0,87	316	[433]
Голубой*	США	0,9	26	[259]
Голубой*	США	0,88	65	[260]
Голубой*	США	0,03	65	[260]
Голубой	США	0,07	120	[128]
Флеминг**	Антарктида	0,25	1090	[116]
Салмон Центральный	Канада	0.45	495	[321]
Туюксу	СССР	0,65	52	[523]
Варигейтед	Аляска	0,53	356	[129]
Весл-Скаутбреен*	Норвегия	0,9	50	[327]

*Измерения в туннелях.

**Радиолокационные измерения.

Согласно данным табл. 5.2, отношение меняется в широких пределах даже на одном и том же леднике. Однако в среднем скольжение составляет приблизительно половину суммарного движения. Это относится к ледникам, где лед, лежащий в основании, имеет температуру точки плавления; другие ледники не скользят.

Измерение изменений толщины льда

Авторы многих теоретических работ исходят из представления об установившемся движении ледника, при котором его размеры не меняются со временем. Поэтому важно выяснить, насколько близок каждый данный ледник к такому устойчивому состоянию. Один из способов заключается в оценке суммарной годовой аккумуляции в области питания и сравнение ее или с суммарной годовой абляцией

или с объемом льда, протекающего через поперечное сечение ледника на границе питания. Получить достаточно точные данные на большом ледниковом покрове почти невозможно. Другой способ – измерение изменений толщины льда в точках, фиксированных относительно ложа. В долинных ледниках и на небольших ледниковых куполах можно использовать обычную топографическую съемку и повторное картирование, но при обширных ледниковых покровах проводить такую съемку и картирование – дело весьма сложное. Най [385] отмечает, кроме того, еще и следующее обстоятельство: на ледниковых щитах не отражаются столь короткопериодные колебания аккумуляции и абляции, как годовые. Поэтому отмечаемое в течение нескольких лет повышение уровня поверхности ледника может быть просто следствием одного или двух прошедших в течение года необычно сильных снегопадов. Чтобы решить эту проблему, нужно или значительно увеличить интервал между измерениями, или вести их ниже глубины, на которой снег переходит в лед (50 – 100 м в полярных ледниковых покровах). Измерения на глубине должны отражать изменения течения льда, не затронутого короткопериодными изменениями аккумуляции.

Изменения в уровне поверхности могут быть измерены повторным нивелированием. Хотя такие наблюдения требуют много времени и высокой точности, они были сделаны на профиле в Центральной Гренландии [477]. Между 1958 и 1969 гг. поверхность повышалась со скоростью от 0,45 до 1,1 м/год. Данные об изменении толщины можно также получить путем сравнения скорости аккумуляции со скоростью погружения [уравнение (5.2)]. Федерер и фон Сури [132] сделали это для точки на глубине 40 м на станции Ярл-Жозе в Центральной Гренландии. Скорость погружения была подсчитана по изменениям высоты поверхности и горизонтального положения, измеренных нивелированием, и по изменению расстояния от поверхности до дна 40-метровой шахты. Скорость аккумуляции (97-летняя средняя) была найдена измерением ежегодных слоев фирна. В результате получился дефицит массы, равный 77 мм/год в слое воды, в противоположность повышению воды на 160 мм/год, установленному нивелированием. На ледниковом куполе острова Девон в Канадской Арктике Патерсон [405] вычислил скорость погружения путем измерения сокращения скважины от поверхности до дна за один год. При сравнении со скоростью аккумуляции становится очевидным, что толщина ледникового купола немного увеличилась.

Бентли [51] попытался обнаружить изменения в толщине льда на Южном полюсе измерением ускорения силы тяжести в 1957 и 1967 гг. Ускорение силы тяжести возросло, но он пришел к выводу, что значительное понижение уровня было вызвано оседанием под своей тяжестью снежных заносов вокруг станции. Доказательств того, что Антарктический ледниковый покров не находится в устойчивом состоянии, нет.

Как описывается ниже, Най и др. [389] предложили метод измерения небольших изменений толщины льда методом радиолокации. В будущем другим возможным методом могут быть измерения с ИСЗ радиолокационным альтиметром; ИСЗ (GEOS-3), снабженный альтиметром с точностью измерений около 2 м, уже выведен на орбиту [570].

Радиозондирование

Использование радиолокации для зондирования полярных ледниковых покровов – основное достижение гляциологии последних лет. Мысль о возможности использования этого метода впервые возникла после нескольких сообщений из Антарктиды об ошибках в измерениях радиолокационными альтиметрами с самолетов. Предположили, что часть посылаемой радиоэнергии проникает в лед и отражается от границы между льдом и коренными породами ложа. Эти отражения и вызывали ошибки в отражениях от поверхности льда. Сначала зондирование льда проводили стандартными альтиметрами, но к настоящему времени созданы специальные радиолокаторы. Локатор имеет большое преимущество перед ранее использовавшимися сейсмическими и гравитационными методами, потому что он дает непрерывный профиль ложа ледникового щита; прежние же методы давали измерения в отдельных точках. Установка локаторов на самолетах позволяет быстро охватить радиолокацией обширные площади и одновременно получать профили поверхности. Этим способом были составлены карты рельефа подстилающего ложа в Гренландии и на большей части Антарктиды. Радиозондирование ледников в умеренном климате сначала было безуспешным, но теперь связанные с этим трудности преодолены.

Радиолокатор может быть использован для зондирования льда потому, что лед при температуре ниже точки плавления хорошо проводит радиоволны в полосе частот от 1 до 900 МГц. На частотах от

10 до 400 МГц поглощение постоянно, но оно быстро увеличивается с увеличением частоты. Большая часть локаторов, используемых для зондирования полярных ледниковых покровов, где толщина льда доходит до 4500 м, работает на частотах от 35 до 300 МГц. Для зондирования арктических долинных ледников используют портативные узконаправленные антенны, работающие на более высоких частотах. Они не пропускают отражения от бортов долины и к тому же достаточно мощны, чтобы проникать на всю 1000-метровую толщу льда. Поскольку с повышением температуры льда быстро увеличивается рассеяние, измерения силы сигнала используют для проверки расчетов распределения температуры в ледниковых шитах.

Скорость радиоволн v во льду равна c/n. Здесь c – скорость в вакууме (300 м/мкс), а n – показатель преломления, равный корню квадратному из *относительной диэлектрической проницаемости*, или *диэлектрической постоянной льда*. Диэлектрическая постоянная слабо изменяется с частотой и температурой, но для радиозондирования она может быть принята постоянной [3, 18], что дает значение скорости 168 м/мкс. Робин [451] получил близкую к этой величину (167,7 ± 0,3 м/мкс) в полевых экспериментах, основанных на интерферометрии; радиоволны принимались на поверхности, так как передающая антенна была опущена в буровую скважину. Проницаемость зависит также от плотности, и это влияние слишком велико, чтобы им можно было пренебречь. Толщина льда, рассчитанная по скорости радиоволн во льду, должна быть исправлена на 8–16 м из-за увеличения скорости в слое фирна полярных ледниковых покровов. Точная поправка зависит от изменения плотности с глубиной.

Типичная антенна, используемая при радиозондировании полярных ледниковых щитов с самолета, имеет ширину луча 110° в направлении полета и 22° в поперечном направлении. Следовательно, она "осматривает" большое пространство подстилающего ложа, хотя при этом ослабляется фокусирование на поверхность льда. Испускаемая энергия достигает поверхности под углом и преломляется так, что луч антенны становится более сконцентрированным во льду, чем в воздухе. Показатель преломления льда соответствует критическому углу 340° на поверхности воздух – лед. Таким образом, лучи, наклоненные к нормали более чем на 34°, не проходят через лед. Бóльшая ширина луча приводит к тому, что первый радиосигнал, пришедший от ближайшей точки на ложе, может не показать толщину льда прямо под самолетом. Поэтому запись не пред-

ставляет истинного вертикального профиля ложа. Кроме того, вследствие фокусирования сила сигнала может увеличиваться на участках подстилающего ложа с соответствующей кривизной. Харрисон [188] разработал программу для ЭВМ, которая рассчитывает истинный профиль ложа по записи радиолокатора. В местах, где рельеф ложа гористый, разница между первичной записью и исправленной по программе существенна [188, рис. 14]. Эту программу следует всегда использовать там, где наклон ложа превышает несколько градусов, но пока этому совету следовали редко. Программа не учитывает ширину луча в поперечном направлении; в результате ложе изображается как "стиральная доска" – с грядами и ложбинами поперек линии полета.

Дрюри [122] оценил точность радиолокационных измерений приблизительно в 1 %, при этом он сравнивал значения толщины, полученные другими методами, с результатами радиозондирования двумя независимыми полетами. Неточности карт подледного рельефа Гренландии и Антарктиды вызывались также ошибками в навигационных определениях профилей и абсолютной высоты самолета. На ранних стадиях использования радиолокации это составляло главное препятствие, но после применения инерционных навигационных систем теперь оно преодолено.

Радиоволны отражаются также от слоев, залегающих внутри полярных ледниковых покровов. На рис. 5.6 показан один пример. Эти слои, прослеживаемые на протяжении нескольких сотен километров, соответствуют поверхностям слоев одного возраста. Они обладают, вероятно, повышенной электропроводностью вследствие выпадения осадков вулканических извержений [186]. Форма и глубина слоев позволяют проверить теоретические расчеты путей частиц в ледниковом щите и характеризуют течение льда близ ложа, которое пока слабо известно. На некоторых записях наблюдаются круто падающие линии, пересекающие слои; вначале их принимали за сбросы. Однако Харрисон [189] показал, что, когда радиозондирование проходит над центром кривизны слоев, они фокусируют отраженную энергию и могут создать сигналы, дающие впечатление сброса. Кроме того, если наклон какой-либо поверхности внутри льда превышает критический угол, равный 34°, от нее не могут быть получены отражения.

Радиолокация показала также, что на нижней поверхности шельфового ледника Росса существуют трещины, суживающиеся вверх, а в шельфовом леднике Мак-Мердо – слои рассола.

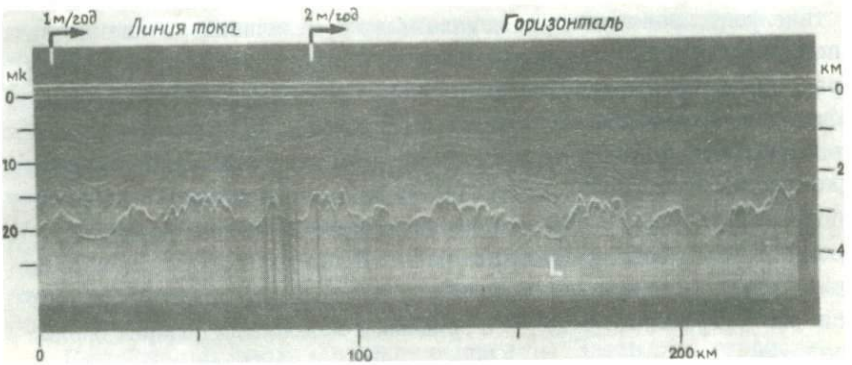


Рис. 5.6. Запись зондирования радиолокатором, показывающая рельеф ложа, два небольших подледных озера и внутреннюю слоистость в Восточной Антарктиде.

Левая часть снимка сделана вдоль линии тока, правая — вдоль горизонтали. Самая нижняя горизонтальная линия вверху снимка представляет собой поверхность льда; две другие получились от передающих импульсов [458].

Кроме измерения толщины льда радиолокация может дать представление о характере ложа. При разработке основных принципов радиозондирования, основанных на прохождении луча, поверхность ложа принимается гладкой. На самом деле она шероховатая. Размеры шероховатости естественных поверхностей весьма различны. Неровности, горизонтальные размеры которых соизмеримы с длиной волны (от 0,5 до 5 м), могут вызвать дифракцию импульса радиосигнала. Обширная литература о дифракции волн неровностями поверхности посвящена главным образом гармоническим колебаниям. Берри [55, 56] рассмотрел проблему дифракции импульса, подобного тому, который испускает радиолокатор. Отражения от разных частей единичного выступа на дне интерферируют и изменяют амплитуду отраженного импульса в тех случаях, когда приемопередатчик смещается на расстояние, равное доле длины волны. На ранних этапах применения радиозондирования получалось такое ослабление или затухание сигналов, названное *фединг*ом.

Опять же, поскольку радиолокатор имеет широкий луч, а поверхность ложа неровная, энергия отражается не только от точек, лежа-

щих непосредственно под локатором, но и от точек, находящихся на некотором расстоянии. Поэтому отраженный импульс может быть намного длиннее посланного. Кроме того, из-за дифракции форма "хвоста" сигнала очень чувствительна к положению системы передатчик – приемник; небольшие нарушения в ней вызывают заметные изменения в форме сигнала.

Освальд и Робин [397] обнаружили такие районы в Восточной Антарктиде, где фединг не был выражен или его не было вовсе, а отраженный сигнал имел ту же длительность, что и посланный. Необходимо также заметить, что отраженный сигнал был сильнее, чем в любом другом месте. Предполагают, что это были отражения от ровных поверхностей, которые интерпретировались как поверхности озер подо льдом (рис. 5.6). Резкое изменение в силе отраженного сигнала на траверсе через ледниковый купол острова Девон в Канадской Арктике Освальд [396] объяснил пересечением сигналом границы между двумя разными типами пород.

Поскольку фединг зависит только от неровностей ложа, он дает систему опорных точек, закрепленных в пространстве. Пользуясь ими, можно измерять скорости движения льда обширных ледниковых покровов вдали от опорных точек на выходах коренных пород. Для этого измеряют интенсивность отраженных сигналов в точках на небольшом расстоянии одна от другой вдоль ряда тесно расположенных параллельных линий длиной около 10 м, идущих в направлении наибольшего уклона поверхности. Затем картируют точки фединга по прямоугольникам, закрепленным вехами, установленными во льду. Смещение точек фединга относительно вех за некоторый промежуток времени отражает движение льда. Однако измерения не всегда включают составляющую скольжения, так как отраженные сигналы могут приходить от нижнего перегруженного донной мореной слоя льда, а не от ложа [116].

В то время как амплитуда отраженного сигнала зависит главным образом от горизонтального смещения, фаза отраженной волны чувствительна к вертикальному движению. Поэтому вертикальная система отсчетов, закрепленная в пространстве, может быть установлена путем измерения фазы. Тогда можно определить, утолщается ли или утончается ледниковый покров, и измерить изменение толщины. Обычные радиолокаторы не измеряют фазу, но один такой радиолокатор недавно был изготовлен [531].

На ледниках умеренного типа радиозондирование проводилось стандартными радиолокаторами, но отраженный сигнал был настолько слабым, что измерения не дали практических результатов. Главной проблемой остаются полости внутри ледника, наполненные водой. От этих полостей получаются сильные отраженные сигналы, а так как антенна имеет широкий луч, отражения от них длятся и после того, как приходит отражение от ложа, ослабляя его. К тому же лед при температуре точки плавления в большей степени поглошает радиоэнергию, чем лед, в прожилках между зернами которого нет воды. Уоттс и Инглэнд [534] проанализировали рассеяние радиоволн и пришли к выводу, что наибольшее влияние оказывают полости размером около 1 м. Имеются достаточные основания считать, что такие полости существуют [411]. Рассеяние обусловлено частотой, и Уоттс и Инглэнд показали, что снижение частоты радиолокатора до 5 МГц уменьшает рассеяние до вполне приемлемого уровня. Такая частота соответствует длине волны во льду, равной 34 м, и поэтому обычный радиолокатор не имеет достаточную разрешающую способность. Поэтому он должен быть устроен так, чтобы посылаемый импульс был приблизительно равным половине периода синусоидальной волны, а не сопровождался бы шлейфом от 10 до 100 циклов, как это бывает в обычном радиолокаторе. К тому же приемник не настраивается и записывает получаемое электрическое поле как функцию времени. (Обычный радиолокаторный приемник измеряет очищенное и сглаженное электрическое поле только на одной частоте.) Такие *моноимпульсные радиолокаторы* успешно используют для зондирования умеренных ледников.

Ледниковая сейсмология

Несмотря на то что при измерениях толщины льда сейсмическое зондирование вытеснено радиозондированием, оно все еще не потеряло своего значения при изучении свойств льда на глубине. Скорости сейсмических волн увеличиваются с уменьшением температуры льда [270]. Для изотропного льда скорость продольной волны (P) в м/с равна

$$V_p = 3795 - 2{,}3\,T,$$

где T – температура в °С. Скорость поперечной волны (S) равна

$$V_S = 1915 - 1{,}2\,T.$$

Эти соотношения выполняются в пределах от температуры чуть ниже точки плавления до – 60°С. В ледниках умеренного типа значения скорости зависят от содержания воды; типичная скорость *P*-волны равна 3600 м/с.

Измерения скоростей сейсмических волн могут дать информацию о кристаллической структуре льда. В ледяном кристалле скорость вдоль *c*-оси приблизительно равна 200 м/с; она больше, чем средняя скорость для беспорядочно расположенных поликристаллов [53]. Бентли [50] методом преломленных волн обнаружил в Западной Антарктиде увеличение в скоростях как *P* волн, так и *S*-волн, правда, на разных глубинах. Он приписал это анизотропии кристаллической структуры. Много сведений может быть получено с помощью *ультразвукового каротажа* скважин; Бентли [52] применил этот метод в верхней части (до глубины 1500 м) 2164-метровой скважины на станции Бэрд. Аппаратура состояла из одного передающего кристаллического датчика (частота 28 кГц) и струны, на которой ниже датчика были подвешены четыре приемника. Время, за которое ультразвуковые импульсы проходят расстояние между любой парой приемников, определяет скорость *P*-волн в вертикальном направлении, и поэтому она может быть измерена как функция глубины. В верхних 200 м скважины плотность во многом определяла скорость. Ниже этого уровня, однако, скорость в основном зависела от преимущественной ориентации кристаллов. Скорость увеличивалась с глубиной в результате того, что с глубиной, как показали наблюдения в керне [165], увеличивалась концентрация кристаллов с вертикально ориентированными *c*-осями. Таким образом, ультразвуковой каротаж весьма рекомендуется как метод для изучения анизотропии кристаллической структуры – фактора, имеющего большое влияние на механические свойства льда.

В Западной Антарктиде во многих местах получали слабый отраженный сейсмический сигнал от слоя, залегающего в нескольких сотнях метров от основания льда. Анализируя природу сигнала, Бентли [49] сделал вывод, согласно которому сигнал пришел от одного (или более) моренного слоя, залегающего внутри льда.

Изучается также сейсмичность ледников. Как возможный механизм глубокофокусных землетрясений рассматривают скалывающие сбросы на глубине, вызванные *неустойчивостью при ползучести* (гл. 13). Сбросы такого рода могут происходить также и в ледниках. Нив и Сейвидж [359] пытались обнаружить сейсмические волны, воз-

никающие при подобном явлении, на леднике Атабаска в Канаде. Но так как лед в этом леднике находится на точке плавления, здесь не может быть неустойчивости при ползучести в обычном смысле, т.е. положительной обратной связи между увеличением температуры и увеличением скорости деформации. Все "ледотрясения" (около 1000), записанные в течение 390 часов, были связаны с растрескиванием льда на трещиноватых участках; ни одно из них не было замечено в глубине, где могут произойти скалывающие сбросы. Дейхман и др. [112] обнаружили сейсмические явления близ ложа на леднике Унтераар в Швейцарии, считая, что эти явления связаны с ростом подледной сети стока талых вод.

Бурение льда

Бурение льда необходимо для многих целей; опишем основные виды бурения скважин во льду. Можно выделить две категории: с отбором ледяного керна и без него. Скважины по их глубине можно разделить на три типа: мелкие (до 20 м), средние (100 – 500 м) и глубокие (свыше 1000 м). Техника бурения зависит также от того, находится ли лед на точке плавления или ниже ее.

1. Бурение без отбора керна

а) *Мелкие скважины* нужны для определения абляции и движения вех, а также для измерения распределения температуры близ поверхности. Обычно используют ручные механические буры, такие, как бур SIPRE [30]. Бурение им в зависимости от глубины идет со скоростью 5 – 10 м/ч. Этот бур легко переносить и его можно использовать при любой температуре льда. Другим методом служит бурение струей пара, гораздо более быстрое по сравнению с механическим. Такое буровое оборудование довольно легко транспортировать. Например, бур Гиллета [147], работающий со скоростью 20 – 40 м/ч, весит 28 кг.

б) *Скважины средней глубины* используют для измерения толщины льда, температуры, подледного давления воды, скорости изменения наклона и заплывания скважины, а также для достижения ложа ледника. В наиболее быстро работающих бурах используется горячая вода для растопления льда. Обычная модель такого бура работает со скоростью 50 – 120 м/ч и весит около 400 кг [538]. Такие буры работают при любой температуре льда и не останавливаются в заг-

рязненных слоях, встречающихся внутри льда. Однако для работы буров этой системы необходимо большое количество воды, и поэтому ими пользуются лишь в летнее время в области абляции, где воду можно получать из потоков талой воды. При температуре льда ниже точки плавления вскоре после бурения отверстие, наполненное водой, полностью замерзает, и поэтому они годятся только для таких приборов, как кабели с термисторами, которые должны вмораживаться в лед.

Для измерения наклона скважин инклинометром на ледниках умеренного типа широко используют электронагревательные буры, так называемые "хот-пойнт" (горячая точка). Гиллет [147] описал бур, работающий со скоростью 12 м/ч. Буры такого типа не проходят через слои загрязненного льда, и из-за быстрого замерзания скважин ими пользуются лишь во льду с температурой плавления. Однако пробуренные ими скважины более прямые и имеют почти по всей глубине один и тот же диаметр, чего не бывает в скважинах, пробуренных бурами, в которых требуется горячая вода.

Недавно для бурения широкой скважины в шельфовом леднике Росса в Антарктиде применили бур Браунинга, обычно употребляемый в гранитных карьерах. В этом буре используется струя горячего газа; он прошел 420 м за 9 ч. Вес установки около 15 т [97].

в) *Глубокие скважины.* Зонд Фильберта [14, 415] представляет собой комбинацию электронагревательного бура с контейнером для термистора и, вероятно, других датчиков. По мере того как бур растапливает лед, изнутри зонда разматывается проволока и вмерзает в лед вслед за ним. Чтобы измерить температуру, следует выключить ток и сопротивление термистора записать до достижения устойчивой величины, соответствующей температуре льда. Затем нагрев возобновить. Первоначально по проекту предусматривалось создание многочисленных дешевых зондов для широкого использования. Однако проектная цена оказалась равной 15 000 долл.

2. Бурение с отбором керна

а) *Мелкие скважины.* Стандартным буром является модель SIPRE.

б) *Скважины средней глубины.* Для бурения ледников умеренного типа можно использовать относительно простые электронагревательные буры. Обычны буры Шриви и Кэма [485] и Тейлора [501]. Эти бу-

ры работают со скоростью 1 – 2 м/ч, весят 150 – 200 кг; для них требуется мощность тока в 2,5 кВт.

Первые керны из скважин средней глубины были взяты в Гренландии и Антарктиде обычными механическими бурами, используемыми для бурения горных пород. Ледяная стружка при этом удалялась из скважины сжатым воздухом. Однако такой бур весит свыше 30 т, и стенки скважин часто бывают раздроблены. Поэтому развивалось термическое бурение на основе конструкции CRREL [515]. Если лед имеет температуру ниже точки плавления, талая вода, образующаяся при бурении, должна быть тут же удалена из скважины. Она высасывается и поступает в резервуар, из которого ее периодически выливают, когда бур поднимают на поверхность для вынимания керна. Бур CRREL берет керн диаметром около 120 мм секциями по 1,5 м. Он работает со скоростью 20 – 30 м/сут (включая время его подъема на поверхность). Бур и связанное с ним оборудование весят около 1200 кг, и требуется мощность 5 кВт. Термическое бурение ведется только в сухих скважинах. Это ограничивает бурение глубиной в несколько сотен метров. На бóльших глубинах за то время, пока бур поднимают на поверхность, из-за течения льда стенки скважины смыкаются настолько быстро, что не позволяют буру дойти до пробуренной глубины, когда его вновь опускают в скважину. Термическое бурение дает высококачественные скважины. Его недостатки заключаются в медленном темпе работы, неспособности проходить слои загрязненного льда и вмерзании бура в скважину, если система для удаления воды выходит из строя.

Теперь конструируются механические буры, доставляющие керн [430, 464]. Бур подвешивают на кабель, по которому поступает электрический ток от мотора. Пружинные лопасти бура, прижимаясь к стенкам скважины, предотвращают вращение всех частей системы, кроме цилиндра с керном и его привода. Эти буры и связанное с ними оборудование весят менее 1000 кг, требуют мощности 2 кВт и берут керн диаметром около 100 мм при быстроте бурения 10 м/ч.

в) *Глубокие скважины*. При бурении большей части скважины в Кемп-Сенчури (глубина 1370 м) на Гренландском ледниковом покрове и всей скважины на станции Бэрд на Антарктическом ледниковом покрове пользовались электромеханическим буром, подвешенном на кабеле [516]. Длина бура – 27 м, вес его – 1100 кг. Стружка от бурения растворялась в циркулирующем в забое водном растворе этиленгликоля и выводилась на поверхность в емкости, смонтированной

в буре. Чтобы предотвратить заплывание скважины, ее заполняли дизельным топливом с трихлорэтиленом, смешанными в такой пропорции, чтобы плотность раствора была равна плотности окружающего льда. Скорость работы бура на станции Бэрд была равна 20 м/сут, включая время, требуемое для получения керна.

Дополнительная литература

Майер [329] описывает подробные исследования движения долинного ледника.

J.Glaciol., **15**, 1975: Труды симпозиума по дистанционным исследованиям в гляциологии содержат ряд докладов и их обсуждение по радиолокации, косвенным геофизическим способам измерений и использованию снимков с искусственных спутников Земли.

В обзорной статье Гиллета [147] и в Трудах конференции под редакцией Сплетстёссера содержатся дополнительные сведения по технике бурения.

6. Течение ледников

Деформация льда

Лишь постепенно, шаг за шагом, наука движется вперед.

Теннисон, Замок Локсли

Введение

В гл. 5 мы рассматривали основные характеристики распределения скорости в леднике, которые могут быть получены на основе натурных данных. Хотя такой подход во многих случаях приемлем, его вряд ли можно признать вполне удовлетворительным. По-видимому, можно дать объяснение натурным данным, исходя из свойств течения льда. Для этого в качестве идеализированных моделей ледников выбираются блоки льда простых форм. Для таких блоков можно вычислить напряжения, необходимые для поддержания их механического равновесия. (Напряжения в реальных ледниках также следует получать с помощью вычислений, проводимых в рамках упрощенных моделей. Эти напряжения, вообще говоря, не могут быть получены путем непосредственных измерений.) Как только величины напряжений найдены, на основе реологического закона можно получить скорость деформаций и собственно скорость течения льда, после чего теоретическое поле скоростей можно сравнить с данными наблюдений.

Любая модель отражает лишь часть условий в леднике. Мы не надеемся на то, что какая-либо одна из них сможет отразить все свойства реального ледника. Некоторые аспекты могут быть изучены только при использовании разных моделей. Более того, существуют много проблем, для решения которых простые модели вообще не приемлемы.

Еще одно ограничение связано с температурой льда. Множитель A в реологическом законе (3.12) зависит от температуры. Известно, что тепло в леднике переносится течением льда. Таким образом, процессы тепло- и массопереноса находятся во взаимодействии. При полном анализе придется рассматривать оба процесса одновременно. Такой подход весьма сложен и применяется редко. Простейшее приближение, которое мы и будем использовать, состоит в том, что тем-

пература льда (относительно точки плавления) предполагается однородной по всему леднику. Это верно только для ледников, температура которых равна точке плавления; такие ледники принято называть ледниками умеренного типа. Подобную теорию можно распространить и на другие ледники, но тогда параметр A из реологического закона должен меняться от точки к точке в соответствии с температурой льда.

Несмотря на то, что в этой главе речь пойдет о горных ледниках, подавляющая часть результатов в равной мере остается справедливой и для ледниковых щитов.

Основные уравнения

Ледники текут настолько медленно, что во втором законе Ньютона можно пренебречь ускорением. Тогда уравнения движения сводятся к уравнениям статического равновесия, которые выражают равенство сил, приложенных к поверхности тела, и сил, в данном случае гравитационных, приложенных по всему его объему. Уравнения равновесия малого куба со сторонами параллельными координатным осям, имеют следующий вид:

$$d\sigma_x/dx + d\tau_{xy}/dy + d\tau_{xz}/dz = -\rho g_x, \tag{6.1}$$

$$d\tau_{xy}/dx + d\sigma_y/dy + d\tau_{yz}/dz = -\rho g_y, \tag{6.2}$$

$$d\tau_{xz}/dx + d\tau_{yz}/dy + d\sigma_z/dz = -\rho g_z \tag{6.3}$$

(см., например, [245, с. 118]), где σ_x, σ_y, σ_z — *компоненты нормального напряжения*, τ_{xy}, τ_{yz}, τ_{xz} — *компоненты касательного напряжения*, g_x, g_y, g_z — *компоненты гравитационного ускорения* и ρ — плотность льда, обычно предполагаемая постоянной.

Реологический закон устанавливает связь скорости деформации с напряжением. По определению шесть компонент скорости деформации выражаются через компоненты скорости u, v, w с помощью соотношений

$$\dot{\varepsilon}_x = \partial u/\partial x, \tag{6.4}$$

$$\dot{\varepsilon}_{xy} = (1/2)(\partial u/\partial y + \partial u/\partial x) \tag{6.5}$$

и аналогичных соотношений для других компонент. Реологический закон (3.15) имеет вид

$$\dot{\varepsilon}_x = A\tau^{n-1}\sigma'_x, \quad \dot{\varepsilon}_{xy} = A\tau^{n-1}\tau_{xy}. \tag{6.6}$$

Соотношения для четырех других компонент также аналогичны. *Компоненты девиатора напряжений* σ'_x, σ'_y, σ'_z определяются по нормальным напряжениям с помощью соотношения

$$\sigma'_x = \sigma_x - (1/3)(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z) \tag{6.7}$$

и двух аналогичных соотношений для двух других компонент. Гидростатическое давление равно $-(1/3)(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z)$; знак минус означает сжатие. Из уравнения (6.7) следует, что

$$\sigma'_x + \sigma'_y + \sigma'_z = 0, \tag{6.8}$$

и тогда, используя уравнение (6.6), получим соотношение

$$\dot{\varepsilon}_x + \dot{\varepsilon}_y + \dot{\varepsilon}_z = 0, \tag{6.9}$$

которое выполняется для любого несжимаемого материала. Величина τ – *эффективное касательное напряжение,* определяемое по формуле

$$2\tau^2 = \sigma'^2_x + \sigma'^2_y + \sigma'^2_z + 2(\tau^2_{xy} + \tau^2_{yz} + \tau^2_{xz}). \tag{6.10}$$

Эффективная скорость деформации $\dot{\varepsilon}$ определяется по формуле

$$2\dot{\varepsilon}^2 = \dot{\varepsilon}^2_x + \dot{\varepsilon}^2_y + \dot{\varepsilon}^2_z + 2(\dot{\varepsilon}^2_{xy} + \dot{\varepsilon}^2_{yz} + \dot{\varepsilon}^2_{xz}). \tag{6.11}$$

Величины τ и $\dot{\varepsilon}$ всегда выбираются положительными. С помощью уравнений (6.6), (6.10) и (6.11) реологический закон может быть записан в следующей форме:

$$\dot{\varepsilon} = A\tau^n. \tag{6.12}$$

Как объяснялось в гл. 3, в реологическом законе используются величины τ и $\dot{\varepsilon}$ потому, что они инвариантны относительно вращения координатных осей. Реологический закон как свойство материала должен быть независим от выбора осей координат.

После того как поставлены подходящие граничные условия, уравнения (6.1) – (6.3) и шесть уравнений (6.6) вместе с уравнениями (6.4) и (6.5), определяющими компоненты скорости деформации, составляют систему, достаточную для нахождения шести компонент тензора напряжений и трех компонент вектора скорости в любой точке тела.

Ламинарное течение

В качестве первой модели ледника рассмотрим плиту льда с параллельными сторонами и толщиной h, лежащую на шероховатой

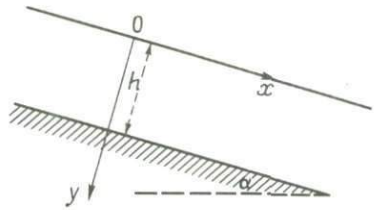


Рис. 6.1. Система координат для плиты с параллельными сторонами.

плоскости с углом наклона α (рис. 6.1). Длина и ширина плиты много больше ее толщины h. Предположим, что плита не скользит по плоскости основания: движение плиты происходит только за счет ее деформации под действием собственной силы тяжести.

Рассмотрим колонку льда единичного сечения, перпендикулярную к плоскости основания. Компонента силы тяжести, параллельная плоскости основания, равна $\rho g \sin\alpha$, где ρ – плотность льда, а g – гравитационное ускорение. Эта компонента уравновешивается касательным напряжением τ_b, приложенным к основанию рассматриваемой колонки льда. Таким образом,

$$\tau_b = \rho g h \sin\alpha. \qquad (6.13)$$

Эта важная формула имеет несколько следствий.

1. Величину τ_b можно вычислить по результатам измерений толщины льда h и угла наклона поверхности плиты α. Такое вычисление может быть произведено почти для всех ледников. Обычно значение величины τ_b лежит в пределах между 50 и 150 кПа, (100 кПа = = 1 бар). Поэтому вполне приемлемо рассматривать лед как *идеально пластичный материал* (гл. 3) *с пределом текучести* 100 кПа.

2. В предположении идеальной пластичности мы может написать соотношение

$$h = \tau_0/(\rho g \sin\alpha),$$

где τ_0 = 100 кПа, а $\tau_0/\rho g$ = 11 м. По этой формуле, исходя только из результатов измерений угла наклона поверхности, можно получить грубую оценку толщины льда. (Ниже мы увидим, что для долинных ледников следует вводить в знаменатель правой части последней формулы множитель, лежащий в пределах от 0,5 до 0,9.)

3. Из последней формулы следует, что произведение $h\sin\alpha$ есть величина постоянная, т.е. в местах с большим наклоном поверхности

ледник будет относительно тонким, а в местах с малым наклоном — более мощным.

4. В модели идеальной пластичности касательное напряжение в леднике достигает предела пластичности только у основания плиты. Таким образом, вся деформация льда сосредоточена в его нижнем слое. Однако в реальных ледниках скорость льда изменяется по всей глубине. Получить этот результат можно на основании истинного реологического закона [361].

Пустим ось x по поверхности плиты в направлении течения льда и ось y — вниз перпендикулярно к поверхности плиты (рис. 6.1).

Пусть u — x-компонента скорости. Предположим, что деформация плиты сводится к простому сдвигу. Тогда линии тока станут параллельными поверхности плиты. В этом случае говорят, что течение *ламинарное*. При ламинарном течении y-компонента скорости равна нулю, а $\dot{\varepsilon}_{xy} = (1/2)\partial u/\partial y$. В случае простого сдвига единственной отличной от нуля компонентой тензора напряжений окажется τ_{xy}, и потому уравнение (6.1) примет вид

$$d\tau_{xy}/dy = \rho g \sin\alpha .$$

Поскольку касательное напряжение на поверхности плиты должно равняться нулю, интегрирование от уровня поверхности до глубины y дает

$$\tau_{xy} = -\rho g y \sin\alpha . \qquad (6.14)$$

Так как величина τ всегда положительна, то $\tau = -\tau_{xy}$, а реологический закон следует привести к виду

$$(1/2\ \partial u/\partial y = -A(\rho g y\ \sin\alpha)^n . \qquad (6.15)$$

Интегрирование этого соотношения от $y = 0$ до $y = h$ дает

$$u_s - u_b = 2A(\rho g \sin\alpha)^n h^{n+1}/(n+1) = 2A\tau_b^n h/(n+1), \qquad (6.16)$$

где u_s и u_b — скорости льда у поверхности плиты и у ее основания. В общем случае скорость скольжения по основанию u_b отлична от нуля. Но рассматриваемая теория касается только дифференциального движения льда и потому не дает никакой информации о величине u_b. Если $u_b = 0$, а $n = 3$, то u_s пропорциональна h^4 и α^3. (На большей части ледника угол α мал, и поэтому $\sin\alpha = \alpha$.)

Скорость u на глубине y задается формулой

$$u_s - u = 2A(\rho g \sin\alpha)^n y^{n+1}/(n+1). \qquad (6.17)$$

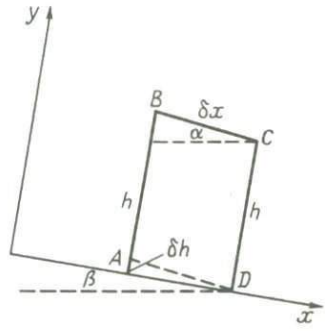


Рис. 6.2. Равновесие клиновидного блока льда.

Из этой формулы следует, что скорость льда достигает максимального значения у поверхности плиты, всюду уменьшаясь глубиной.

Следующий шаг состоит в рассмотрении такой ситуации, при которой поверхность плиты не параллельна ее основанию [362]. Пусть α и β – углы наклона, предполагаемые малыми. Выберем оси x и y так, как это изображено на рис. 6.2; отрезки AB и CD перпендикулярны основанию и разнесены на расстояние δx. Рассмотрим равновесие элемента $ABCD$, ширина которого в направлении, нормальном к плоскости xy, предполагается единичной. Предположим, что в каждой точке гидростатическое давление равно весу вышележащего льда. Строго говоря, это верно только для жидкости, находящейся в состоянии покоя, имеющей горизонтальную свободную поверхность и не испытывающую сдвиговых напряжений. Однако если угол α мал, то такое предположение кажется приемлемым также и в рассматриваемом случае. Тогда нормальное давление на AB приближенно будет равным гидростатическому давлению, среднее значение которого есть $(1/2)\rho gh$, где $h = AB$. Отсюда следует, что нормальная сила, действующая на AB, равна $(1/2)\rho gh^2$. При этом нормальная сила, действующая на CD, равна $(1/2)\rho gh^2 - (d/dx)\,[(1/2)\rho gh^2]\delta x$. Разность между этими двумя силами равна $-\rho g^h(dh/dx)\delta x$. Другие силы действуют в плоскости ложа: компонента силы тяжести $(\rho gh\sin\beta)\delta x$, направленная вниз по ложу, и $\tau_b\,\delta x$, направленная вверх по ложу, где τ_b – касательное напряжение, вызванное действием ложа на лед. Таким образом, имеем следующее условие равновесия:

$$-\rho gh(dh/dx)\delta x + \rho gh\sin\beta\,\delta x = \tau_b\,\delta x.$$

Но при малых углах $dh/dx = \beta - \alpha$ и $\sin\beta = \beta$, откуда следует, что $\tau_b = \rho gh\sin\alpha$. Следовательно, если углы наклона малы, то τ_b оста-

ется тем же, что и в случае параллельности поверхности и основания плиты.

Итак, касательное напряжение на ложе определяется наклоном поверхности. Лед вынужден течь в направлении максимального уклона его поверхности, даже если ложе наклонено в противоположную сторону. Это обстоятельство согласуется с данными натурных наблюдений. Ледниковые долины на некотором расстоянии от концов ледников оказываются "переуглубленными". Например, конец большого предгорного ледника Маласпина в юго-восточной Аляске находится на расстоянии около 1 км от Тихого океана. Сейсмические измерения показали, что ледниковое ложе в 15 км от конца ледника находится на 250 м ниже уровня моря. Следовательно, близ своего конца ледник должен течь вверх по склону.

Растягивающее и сжимающее течения

До сих пор мы не рассматривали изменений скорости u по координате x в направлении течения ледника. Разумеется, на практике величина u меняется в этом направлении. В гл. 5 мы видели, что в общем случае $\partial u/\partial x$ положительна в области аккумуляции и отрицательна в области абляции. Перейдем к решению, в котором продольное растяжение или сжатие наложено на сдвиг. В этом анализе будем следовать работе Ная [365].

В качестве модели ледника вновь выбрана плита с параллельными сторонами и толщиной h, лежащая на шероховатой поверхности с углом наклона α. Длина и ширина плиты велики по сравнению с h. Пустим ось x по свободной поверхности плиты в направлении ее максимального уклона, ось y пустим вниз перпендикулярно к свободной поверхности, а ось z выберем с таким расчетом, чтобы получившаяся система координат оказалась правосторонней. Обозначим компоненты скорости через u, v, w. Для простоты предположим, что как плотность ρ постоянна, так и постоянен параметр A в реологическом законе.

Поскольку в качестве модели ледника выбрана плита большой ширины, то можно пренебречь влиянием бортов долины на течение ледника. Кроме того, предположим, что плита находится в состоянии *плоской деформации*, в котором $w = 0$, а u и v не зависит от z. Таким образом, все компоненты тензора скорости деформации, содержащие z в качестве индекса, равны нулю. Тогда из уравнения (6.6)

следует, что все компоненты девиатора напряжений, содержащие z в качестве индекса, тоже будут равными нулю. В частности, $\sigma'_z = 0$, а поэтому $2\sigma_z = \sigma_x + \sigma_y$ и

$$\sigma'_x = -\sigma'_y = (1/2)(\sigma_x - \sigma_y). \tag{6.18}$$

Кроме того, из уравнения (6.10) следует, что

$$\tau^2 = \sigma'^2_x + \tau^2_{xy}. \tag{6.19}$$

Далее, уравнение (6.9) переходит в равенство

$$\partial u/\partial x = -\partial v/\partial y. \tag{6.20}$$

Наконец, уравнения (6.6), описывающие реологический закон, принимают следующий вид:

$$\dot{\varepsilon}_x = \partial u/\partial x = A\tau^{n-1}\sigma'_x, \tag{6.21}$$

$$\dot{\varepsilon}_{xy} = (1/2)(\partial u/\partial y + \partial v/\partial x) = A\tau^{n-1}\tau_{xy}. \tag{6.22}$$

Чтобы получить аналитическое решение для напряжений и скоростей, необходимы некоторые дополнительные упрощающие предположения. А именно, предположим, что все компоненты тензора напряжений не зависят от координаты x. Это вполне допустимо для плиты с параллельными сторонами и постоянным наклоном. Из уравнений (6.6) следует, что все компоненты тензора скоростей деформации также не зависят от x. Таким образом, используя уравнения (6.21) и (6.22), получим, что

$$\partial^2 u/\partial x^2 = 0, \tag{6.23}$$

$$\partial^2 u/\partial x \partial y + \partial^2 v/\partial x^2 = 0. \tag{6.24}$$

Для получения граничных условий прежде всего отметим, что на свободной поверхности касательное напряжение равно нулю. Тогда, согласно уравнению (6.22), $\dot{\varepsilon}_{xy}$ также будет равным нулю на свободной поверхности. Далее, предположив, что лед не достигает у ложа точки плавления, неизбежно получим, что компоненты скорости v у ложа равны нулю. Решения уравнений (6.20), (6.23) и (6.24), которые удовлетворяют этим граничным условиям, следующие:

$$u = u_0 + rx + f(y) \tag{6.25}$$

и

$$v = r(h - y), \tag{6.26}$$

где u_0 и r – постоянные величины, а $f(y)$ – функция координаты y, которая определяется по компонентам тензора напряжений. Положим $f(0) = 0$. Тогда u_0 – скорость в начале координат. Величина r – продольная скорость деформации $\partial u/\partial x$, которая может быть измерена, в частности, на поверхности. Из полученного решения следует, что величина $\partial u/\partial x$ постоянна как по x, так и по y. В противоположность случаю ламинарного течения в рассматриваемой ситуации имеется отличная от нуля перпендикулярная к поверхности компонента скорости v. Ее знак такой же, как и знак величины r. Поэтому скорость v направлена вниз там, где величина r положительна, и вверх там, где величина r отрицательна.

Поскольку мы предположили, что все компоненты тензора напряжений не зависят от x и z, уравнения равновесия (6.1) – (6.3) приводятся к виду

$$\partial \tau_{xy}/\partial y = \rho g \sin \alpha, \tag{6.27}$$

$$\partial \sigma_y/\partial y = \rho g \cos \alpha. \tag{6.28}$$

Граничные условия на свободной поверхности следующие: τ_{xy} равно нулю, а σ_y равно атмосферному давлению $-P$. Здесь и далее знак "минус" означает сжатие. Решения уравнений (6.27) и (6.28) имеют вид

$$\tau_{xy} = -\rho g y \sin \alpha, \tag{6.29}$$

$$\sigma_y = -P - \rho g y \cos \alpha. \tag{6.30}$$

Касательное напряжение оказывается тем же, что и в случае ламинарного течения. Остается определить σ_x. Для этого заметим, что, поскольку $\partial u/\partial u = r$ есть величина постоянная, уравнение (6.21) переходит в

$$\tau^{n-1}\sigma_x' = r/A. \tag{6.31}$$

Так как τ_{xy} известная величина (6.29), уравнения (6.19) и (6.31) могут быть решены относительно τ и σ_x'. На рис. 6.3 показано, как τ и τ_{xy} изменяются с глубиной (все переменные представлены в безразмерном виде). Поскольку τ_{xy} на поверхности равно нулю, τ_0 (значение τ на поверхности) равно $(|r|/A^{1/n})$. Из уравнений (6.18) и (6.19) следует

$$\sigma_x = \sigma_y + 2\sigma_x' = \sigma_y \pm 2(\tau^2 - \tau_{xy}^2)^{1/2} \tag{6.32}$$

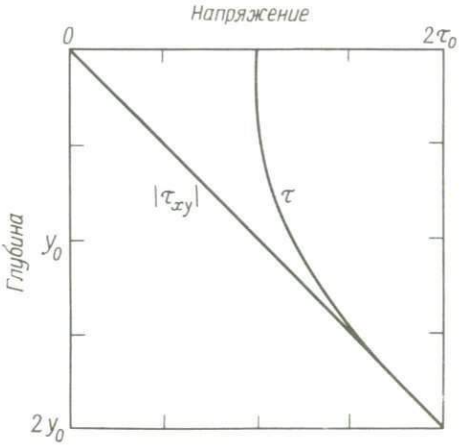


Рис. 6.3. Изменение с глубиной эффективного касательного напряжения τ и касательной компоненты девиатора напряжений τ_{xy} при реологическом законе с показателем степени $n = 3$. Переменные представлены в безразмерном виде.

τ_0 — значение τ на поверхности и y_0 — глубина, на которой $|\tau_{xy}| = \tau_0$. Толщина любого конкретного ледника может быть больше или меньше $2y_0$.

Теперь решение для компонент тензора напряжений определено полностью.

Чтобы закончить поиск решений для компонент скорости, остается в уравнении (6.25) определить функцию $f(y)$. Из уравнений (6.25) и (6.26) выводим

$$\dot{\varepsilon}_{xy} = (1/2)(\partial u/\partial y + \partial v/\partial x) = (1/2)f'(y),$$

где штрих означает дифференцирование по y. Из уравнения (6.22) при $n = 3$ получим, что

$$\dot{\varepsilon}_{xy} = A\tau^2\tau_{xy},$$

и, используя уравнение (6.29), будем иметь

$$\dot{\varepsilon}_{xy} = -A\tau^2\rho g y \sin\alpha.$$

Таким образом,

$$\partial u/\partial y = f'(y) = -2A\tau^2\rho g y \sin\alpha,$$

$$u_s - u = 2A\rho g \sin\alpha \int_0^y \tau^2 y dy, \qquad (6.33)$$

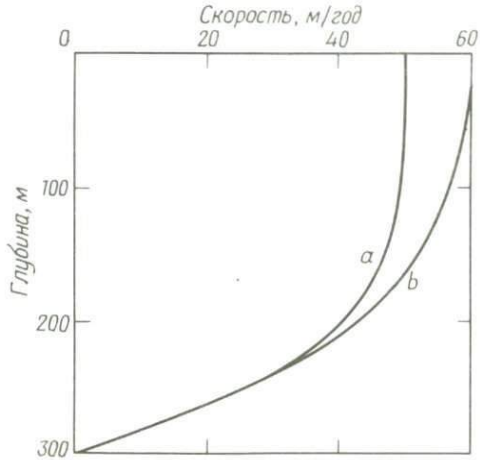


Рис. 6.4. Вычисленное изменение скорости с глубиной на леднике толщиной 300 м при продольной скорости деформации, постоянной по глубине и равной нулю (*а*) и 0,05 год$^{-1}$ (*б*).

где u_s – значение скорости u на поверхности, совпадающее с величиной $u_0 + \tau x$ из уравнения (6.25). Скорость u максимальна на поверхности, всюду уменьшается с глубиной. Найденное решение переходит в решение (6.17) для ламинарного течения в том случае, когда $\tau = |\tau_{xy}|$. Если же σ'_x не равно нулю, то $\tau > |\tau_{xy}|$. Отсюда следует, что при одном и том же значении касательного напряжения разность между скоростью на поверхности и на некоторой глубине y в рассматриваемом случае больше, чем в случае ламинарного течения.

Последнее обстоятельство показано на рис. 6.4. Продольная скорость деформации выбрана сравнительно большой – соответствующей ледопаду – равной 0,05 год$^{-1}$. Такая величина продольной скорости деформации влечет увеличение общей деформации сдвига приблизительно на 20 %.

Теперь рассмотрим получаемое на основе уравнений (6.29) – (6.31) решение для напряжений. Напряжение σ_y на поверхности равно атмосферному давлению ; с глубиной оно линейно ослабевает, что соответствует возрастанию сжатия. Касательное напряжение τ_{xy} на поверхности равно нулю, и его значение с глубиной линейно

возрастает. Для напряжения τ_x возможны два варианта решения, соответствующие двум разным знакам перед квадратным корнем в уравнении (6.32). Если выбрать знак плюс, сумма $\sigma_x + P$ на поверхности будет положительной, а σ_x станет больше σ_y по всей глубине. В этом случае говорят о *растягивающем течении*. Если же выбран знак минус, то и сумма $\sigma_x + P$ станет отрицательной, как на поверхности, так и по всей глубине, а σ_x всюду окажется меньше σ_y. В этом случае говорят о *сжимающем течении*. Ниже мы увидим, что именно определяет тот или иной тип течения в данной части ледника.

Чтобы определить условие растягивания и сжатия в терминах скоростей деформации, а не в терминах напряжений, заметим, что по определению

$$\sigma_x' = \sigma_x - (1/3)(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z),$$

$$\sigma_z' = \sigma_z - (1/3)(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z),$$

откуда в силу уравнения (6.6)

$$\sigma_x - \sigma_y = 2\sigma_x' + \sigma_z' = A^{-1}\tau^{1-n}(2\dot{\varepsilon}_x + \dot{\varepsilon}_z).$$

Так как A и τ положительны, то окажется ли величина σ_x больше или меньше величины σ_y, т.е., другими словами, окажется ли течение растягивающим или сжимающим, зависит от того, положительна или отрицательна величина $2\dot{\varepsilon}_x + \dot{\varepsilon}_z$. Это утверждение верно в общем случае. В рассматриваемой модели $\dot{\varepsilon}_z = 0$, а $\dot{\varepsilon}_x = r$, поэтому в данном случае, каким будет течение – растягивающим или сжимающим, также зависит от положительной или отрицательной величины r. При этом "ламинарное течение" есть особый случай, соответствующий нулевому значению r. Напомним, что r – величина продольной скорости деформации на поверхности.

Суммируем наиболее важные выводы из предыдущего анализа.

1. Возможны два вида течения: растягивающее, при котором $\sigma_x > \sigma_y$ и σ_x соответствует растяжению в верхнем слое, и сжимающее, при котором $\sigma_x < \sigma_y$ и σ_x соответствует сжатию по всей глубине.

2. В рамках рассмотренной модели растягивающее течение соответствует условию $r > 0$; сжимающее течение соответствует условию $r < 0$.

3. Компонента скорости u максимальна на поверхности и всюду уменьшается с глубиной.

4. Компонента скорости v с глубиной меняется линейно. Она уменьшается или увеличивается по отношению к своему значению на поверхности соответственно тому, положительна или отрицательна величина r.

5. Продольная компонента скорости деформации с глубиной не меняется.

Полученные формулы для компонент напряжения и скорости точны в рамках тех предположений, которые были приняты в начале, – в ходе вычислений не было сделано никаких приближений математического свойства. Поэтому можно утверждать, что полученные результаты настолько справедливы для конкретного ледника, насколько реалистичны принятые выше предположения в данном конкретном случае. Проанализируем эти предположения.

Так, предполагалось, что плита льда бесконечно широкая, что вполне справедливо по отношению к ледниковым щитам, но не долинных ледников. О тех модификациях теории, которые необходимы для теоретического описания также и долинных ледников, сказано ниже. Здесь же отметим лишь, что в модифицированной теории приведенные выше пять пунктов остаются без изменений.

Далее предполагалось, что верхняя и нижняя поверхности ледника имеют одинаковый наклон. Однако почти во всех случаях это не так. Пусть α и β – углы наклона соответственно свободной поверхности и ложа. По-прежнему пустим ось x по поверхности. Тогда, как было показано ранее, при вычислении τ_{xy} следует использовать наклон свободной поверхности. Основное изменение происходит в граничном условии на ложе. Это условие используется при получении решения для v и состоит в том, что компонента скорости, перпендикулярная ложу, равна нулю. В данном случае условие на ложе имеет вид

$$-u_b \sin(\beta - \alpha) + v_b \cos(\beta - \alpha) = 0, \qquad (6.34)$$

где индекс b означает, что значения скоростей взяты у ложа. Если $\beta - \alpha$ мало, то соотношение (6.34) упрощается и переходит в

$$v_b = u_b(\beta - \alpha).$$

Чтобы удовлетворить это условие, предыдущее решение для уравнения (6.26) следует несколько изменить, а именно

$$v = r(h - y) + u_b(\beta - \alpha).$$

Эти решения для напряжения и скорости с таким изменением, по-видимому, останутся вполне приемлемыми в тех частях ледника, где $\beta - \alpha$ мало.

В реальном леднике его толщина и наклон меняются вдоль координаты x, что противоречит предположениям согласно настоящей теории. Поэтому получаемые теоретические зависимости переменных от y, вероятно, надежнее, нежели их зависимости от x. Так, из уравнений (6.25) и (6.26) следует, что u линейно зависит от x, а v от x не зависит. Однако это справедливо в лучшем случае при малых расстояниях (рис. 5.3).

В этом случае, т.е. при изменении толщины и наклона ледника вдоль направления x, компоненты тензора напряжений тоже изменяются по x. Но тогда в уравнение (6.27) должен быть добавлен член $\partial\sigma_x/\partial x$, и, следовательно, решение, представленное в уравнении (6.29), перестает быть справедливым. Действительно, из уравнения (6.29) следует, что трение по произвольно выбранной части ложа в точности компенсирует скатывающую компоненту веса вышележащего льда. Как отмечал Ллибутри [295], это верно лишь для крупных масштабов при осреднении локальных флуктуаций. Ниже мы вернемся к этому вопросу.

Необходимо подчеркнуть еще одно свойство полученных решений. В рамках теории идеальной пластичности толщина ледника в каждой точке однозначно определена. Это такая толщина, при которой касательное напряжение на ложе равно пределу текучести. В рамках настоящей теории толщина ледника не может быть определена и найденные решения следует обрезать при некотором значении y. С точки зрения настоящей теории выбираемое для обрезания решений значение y, вообще говоря, произвольно и определяется фактической толщиной льда. Дело в том, что решения для компонент тензора напряжений и скорости u не содержат никаких граничных условий, заданных на нижней поверхности. Скорость скольжения по ложу определяется не самим решением, а свойствами подстилающей поверхности и самого льда. Но из предположения независимости от x величины $\dot{\varepsilon}_x$ и касательного напряжения на ложе следует, что скорость скольжения по ложу линейно возрастает по x. Это соответствует несколько экзотическим условиям на ложе. Поставив те или иные граничные условия на ложе, мы тем самым избегаем необходимости рассматривать величину r как величину, определяемую натурными измерениями

на леднике. Однако в случае таяния льда процессы на ледниковом ложе пока недостаточно ясны, поэтому мы еще не можем сформулировать граничные условия (гл. 7). Если же ледник приморожен к ложу, скорость u и скорость деформации на ложе равны нулю. В этом случае величина $\dot{\varepsilon}_x$ должна меняться с глубиной, если только она не равна нулю всюду.

Проверка теоретических гипотез

Насколько точно совпадают результаты предыдущего анализа с данными полевых наблюдений ? Данные измерений в буровых скважинах служат подтверждением того, что скорость u в общем случае уменьшается с глубиной [146, 482, 321, 499, 468, 432], хотя в верхних частях нескольких скважин наблюдали некоторые отклонения от такого хода скорости [483, с.40]. В общем случае оказывается верным и то, что скорость v направлена вниз в области растягивающего течения и вверх – в области сжимающего течения (рис. 5.3 и 5.4).

В случае плоской деформации из условия несжимаемости $\dot{\varepsilon}_x = -\dot{\varepsilon}_y$ следует эквивалентность утверждений, согласно которым $\dot{\varepsilon}_x$ не меняется по y. $\dot{\varepsilon}_y$ не меняется по y, а v меняется по y линейно. Сэвидж и Патерсон [469] проверили на леднике Атабаска первое из них. Интегрирование условия несжимаемости дает

$$h < \dot{\varepsilon}_x > = v_s - v_b, \tag{6.35}$$

где угловые скобки означают осреднение по толщине, а индексы s и b показывают, что соответствующие величины взяты на поверхности и на ложе. Пусть α и β – углы наклона поверхности и ложа. Тогда условие того, что перпендикулярная по отношению к ложу компонента скорости равна нулю, получит вид

$$v_b = u_b \operatorname{tg} (\beta - \alpha). \tag{6.36}$$

Из величин, входящих в уравнения (6.35) и (6.36), v_s и α измеряли непосредственно, h и β находили по сейсмическим измерениям, а u_b определяли по наклону скважины. На основании этих данных вычислили среднее $< \dot{\varepsilon}_x >$, которое, как оказалось, сильно отличается от величины $\dot{\varepsilon}_x$, измеренной на поверхности. Более точный эксперимент состоит в определении изменения величины u с глубиной одновременно в двух скважинах, расположенных на одной линии то-

ка. Шреве и Шарп [486] провели подобный эксперимент на леднике Голубом, Раймонд [433] – на леднике Атабаска и Хоук [221] – близ края ледникового купола Барнеса. Во всех случаях величина $\dot{\varepsilon}_x$ менялась с глубиной. Кроме того, на леднике Голубом [193] и на ледниковом куполе острова Девон [405] было обнаружено изменение с глубиной величины $\dot{\varepsilon}_y$. Техника измерений величины $\dot{\varepsilon}_y$ описана в гл. 5.

Несмотря на то что была обнаружена несостоятельность утверждения о постоянстве по глубине величин $\dot{\varepsilon}_x$ и $\dot{\varepsilon}_y$, все же для понимания механики ледников остается фундаментальным введенное Наем представление о сжимающем и растягивающем течениях. Постоянство по глубине скорости деформации есть следствие предположения о постоянстве толщины ледника. Если допустить медленное изменение по x толщины ледника, можно получить решение для скорости более общее, чем то, которое дано в уравнении (6.25) и которому соответствует изменяющаяся по y величина $\dot{\varepsilon}_x$. Так, если кривизна ложа вызывает заметный изгиб льда, величина $\dot{\varepsilon}_x$ должна меняться по y [368]. В частности, постоянный изгиб приводит к линейному изменению $\dot{\varepsilon}_x$ с глубиной.

Согласно приведенным выше результатам измерений, не следует предполагать равенство среднего по глубине значения величины $\dot{\varepsilon}_x$ и ее значения на поверхности. Это предположение ввел Шумский [11] и затем использовал Меллор [337] при выяснении вопроса, увеличивается или уменьшается толщина Гренландского ледникового покрова. В обоих случаях результаты оказались неубедительными. Действительно, если в некоторой точке, движущейся вместе со льдом, его толщина не меняется во времени, из баланса массы следует, что $v_s = b$. Нарушение этого равенства приводит к отличной от нуля производной $\partial h/\partial t$. Так как можно считать, что в местах проведения измерений Гренландский покров приморожен к ложу, то $v_b = 0$, и, согласно уравнению (6.36), $v_s = h < \dot{\varepsilon}_x >$. Однако величина $\partial h/\partial t$ обычно оказывается малой разностью между двумя большими приблизительно равными величинами, v_s и b, так что измерение $\dot{\varepsilon}_x$ на поверхности не может обеспечить определения $< \dot{\varepsilon}_x >$ и v_s с достаточной точностью.

Определение продольной скорости деформации

В теоретических моделях продольная скорость деформации, обозначаемая через r, была принята постоянной, и в каждом конкрет-

ном случае ее величину определяли по результатам натурных измерений на леднике. Анализ показал, что основные уравнения имеют решения с отличной от нуля величиной r. Однако на основе этого анализа нельзя было сказать, что именно определяет значение этой величины. В гл. 5 мы видели, что в основном r определяется балансом массы. Сейчас мы рассмотрим этот вопрос подробнее.

Направим ось x горизонтально в направлении течения льда, а ось y – вертикально вверх. Выбранная система координат неподвижна. Предположим, что течение сосредоточено в плоскости xy. Пусть u и v – компоненты скорости. Обозначим y-координаты поверхности и ложа через h_s и h_b, которые суть функции координаты x и времени t. Толщина льда – $h = h_s - h_b$. Уравнение поверхности имеет вид

$$F_s(x, y, t) = y - h_s(x, t) = 0,$$

а уравнение ложа –

$$F_b(x, y, t) = y - h_b(x, t) = 0.$$

Движение частицы льда на поверхности должно определяется аккумуляцией или абляцией на элементе поверхности. Тогда, обозначая через D/Dt полную производную по времени в движущейся вместе с частицей льда системе координат, получим, что

$$DF_s/Dt = -u_s(\partial h_s/\partial x) + v_s - \partial h_s/\partial t = -b_s,$$

где b – баланс массы, а индекс s означает, что соответствующие величины взяты на поверхности. Аналогично

$$DF_b/Dt = -u_b(\partial h_b/\partial x) + v_b - \partial h_b/\partial t = b_b,$$

где индекс b означает, что соответствующие величины взяты у ложа. Знаки в правых частях последних двух равенств различны, поскольку положительная величина баланса массы приводит к увеличению h_s и уменьшению h_b. Из приведенных уравнений следует, что

$$\partial h/\partial t = b_s + b_b + v_s - v_b - \{u_s(\partial h_s/\partial x) - u_b(\partial h_b/\partial x)\}. \qquad (6.37)$$

Если рассматривать толщину льда под вешкой, движущейся вместе со льдом, т.е. если перейти к движущейся системе координат,

разность в скобках окажется равной нулю. Пусть α и β – углы наклона поверхности и ложа. Тогда $\partial h_s/\partial x = -\operatorname{tg}\alpha$ и $\partial h_b/\partial x = -\operatorname{tg}\beta$. Заменяя в уравнении (6.35) направление оси y на противоположное, получим, что $v_b - v_s = h < \dot{\varepsilon}_x > = \tau h$. В большинстве случаев $b_s \gg b_b$. Тогда уравнение (6.37) приводится к виду

$$\tau = h^{-1}(b_s + u_s \operatorname{tg}\alpha - u_b \operatorname{tg}\beta - \partial h/\partial t). \qquad (6.38)$$

На подавляющей части ледника наиболее важным оказывается первое слагаемое в правой части этого уравнения, откуда следует, что τ положительно, если положительно b_s, что соответствует области аккумуляции, и τ отрицательно, если отрицательно b_s, что соответствует области абляции. Этот результат упоминался выше. Кроме того, уравнение (6.38) показывает, какие еще факторы определяют величину τ. Уравнение (6.38) можно распространить на случай ледников с переменной шириной [370]. Для этого в правую часть уравнения следует добавить слагаемое $-\bar{u}Z^{-1}(\partial Z/\partial x)$, где Z – ширина ледника и $\bar{u}$ – его средняя по поперечному сечению скорость. Отсюда следует, что в тех местах, где ледник сужается в направлении течения льда, величина τ изменяется в положительную сторону. (При постоянном потоке льда его скорость должна увеличиваться с уменьшением площади поперечного сечения.)

Влияние продольного напряжения

Из простейшего уравнения (6.13) для касательного напряжения на ложе следует, что трение о ложе в точности компенсирует скатывающую компоненту веса льда. Но так происходит не всюду. Есть такие части ледника, где скатывающая компонента веса превышает трение. Эти части толкают нижележащий лед и тянут за собой вышележащий. Аналогично те части ледника, трение которых больше скатывающей силы веса, испытывают давление со стороны вышележащего льда и растяжение со стороны нижележашего. В таких частях становится существенным продольное напряжение, которое приводит к добавочному члену в формуле для касательного напряжения на ложе. Впервые важность учета продольных напряжений отметил Орован [394]. Добавочный член рассматривал Лликбутри [295], но его вывод был не вполне строгим. Мы будем следовать выводу Ная [380].

Поместим начало координат в произвольной точке на поверхности ледника, ось x пустим по касательной к поверхности в направле-

нии течения льда, а ось y – вниз перпендикулярно к поверхности. Пусть α_0 – угол между осью x и горизонталью, β_0 – угол наклона ложа в той точке, где его пересекает ось y, и h_0 – толщина льда в начале координат. Ограничим наш анализ двумерным случаем, т.е. случаем плоской деформации. Тогда уравнения равновесия (6.1) – (6.3) примут вид

$$\partial\sigma_x/\partial x + \partial\tau_{xy}/\partial y + \rho g \sin\alpha_0 = 0, \tag{6.39}$$

$$\partial\tau_{xy}/\partial x + \partial\sigma_y/\partial y + \rho g \cos\alpha_0 = 0. \tag{6.40}$$

Плотность ρ предполагается постоянной.

Предположим, что лед приморожен к ложу. При этом продольная компонента тензора скоростей деформации, а вместе с ней и продольная, т.е. взятая в направлении ложа, компонента девиатора напряжений будет равной нулю. Тогда из обычной формулы преобразования компонент тензора напряжений при вращении системы координат [245, с. 6] следует, что при $y = h_0$

$$-\tau_{xy} = \tau_b \cos 2(\alpha_0 - \beta_0) + \sigma'_b \sin 2(\alpha_0 - \rho_0). \tag{6.41}$$

В рассматриваемом случае формула (6.41) приводится к виду

$$-\tau_{xy} = \tau_b \cos 2(\alpha_0 - \beta_0). \tag{6.42}$$

Знак "минус" означает, что τ_{xy} и τ_b противоположно направлены. Интегрируя уравнение (6.39) по y от 0 до h_0 при $x = 0$, получим

$$\int_0^{h_0} (\partial\sigma_x/\partial x)dy = \tau_b \cos 2(\alpha_0 - \beta_0) - \rho g h_0 \sin\alpha_0. \tag{6.43}$$

При интегрировании используем условие $\tau_{xy} = 0$ при $x = 0$, $y = 0$. Дифференцируя уравнение (6.40) по x, а затем дважды интегрируя его по y при $x = 0$, получим, что

$$\int_0^{h_0}\int_0^{y} (\partial^2\tau_{xy}/\partial x^2)dy dy' + \int_0^{h_0} \{\partial\sigma_y/\partial x - (\partial\sigma_y/\partial x)_0\}dy = 0.$$

Так как при $x = 0$ ось x касательна к верхней свободной поверхности, $\partial\sigma_y/\partial x = 0$, и поэтому последнее уравнение принимает вид

$$\int_0^{h_0} (\partial\sigma_y/\partial x)dy = \int_0^{h_0}\int_0^{y} (\partial^2\tau_{xy}/\partial x^2)dy dy'. \tag{6.44}$$

Так как $dh_0/dx = 0$, в левых частях уравнений (6.43) и (6.44) можно изменить порядок интегрирования и дифференцирования. Вычитая одно уравнение из другого, получим, что

$$\tau_b \cos 2(\alpha_0 - \beta_0) = \rho g h_0 \sin \alpha_0 + (\partial/\partial x)\{\int_0^{h_0} (\sigma_x - \sigma_y)dy\} - \int_0^{h_0}\int_0^{y} (\partial^2 \tau_{xy}/\partial x^2)dydy' \qquad (6.45)$$

при $x = 0$. Это и есть полное выражение для касательного напряжения на ложе.

В рамках принятых предположений, согласно которым ледник находится в состоянии плоской деформации и приморожен к ложу, уравнение (6.45) является точным. Если ледник скользит по ложу, σ_b' отлично от нуля и как следствие член $\tau_b \cos 2(\alpha_0 - \beta_0)$ в уравнении (6.45) перестает быть точным. Однако из уравнения (6.41) следует, что при малых углах α_0 и β_0 этот член по-прежнему приближенно равен τ_b, за исключением тех мест, где величина σ_b', а вместе с ней и продольная скорость деформации велики.

Большинство авторов используют такие системы координат, начало которых расположено ниже ложа, ось x горизонтальна и ось y вертикальна с положительным направлением вверх. Пусть уравнение поверхности имеет вид $y = h_s(x)$, уравнение ложа $-y = h_b(x)$, углы наклона при условии их малости $-\alpha_0 = dh_s/dx$ и $\beta = dh_0/dx$. В такой системе координат уравнение (6.45) можно привести к следующему приближенному соотношению:

$$\tau_b = \rho s h \sin \alpha + 2G - T, \qquad (6.46)$$

где $h = h_s - h_b$ — толщина льда,

$$T = \int_{h_b}^{h_s}\int_{h_b}^{y} (\partial^2 \tau_{xy}/\partial x^2)dydy' \qquad (6.47)$$

и

$$G = (\partial/\partial x)\int_{h_b}^{h_s} \sigma_x dy = (\partial/\partial x)(h\bar{\sigma}_x'). \qquad (6.48)$$

В последней формуле $\sigma_x = (1/2)(\sigma_x - \sigma_y)$ есть в рассматриваемом случае плоской деформации, когда $\sigma_z = 0$ – продольная компонента девиатора напряжений и символ $\sim$ означает осреднение по глубине.

Предположим, что $\sigma_x \gg \tau_{xy}$, $h(\partial \tilde{\sigma}'_x / \partial x) \gg \tilde{\sigma}'_x (dh/dx)$ и $(\dot{\varepsilon}_x)_s$ не меняются с глубиной. Тогда на основании реологического закона и данных измерений поверхностной скорости деформации можно оценить градиент продольного напряжения G. В рамках принятых предположений имеем

$$(\dot{\varepsilon}_x)_s = A(\sigma'_x)^n$$

и

$$G = A^{-1/n}(\partial/\partial x)\{h|\dot{\varepsilon}_x|_s^{1/n}\}\operatorname{sgn}\dot{\varepsilon}_x, \qquad (6.49)$$

где символ sgn означает "знак". Наблюдения, о которых шла речь в предыдущем разделе, показали, что величина $\dot{\varepsilon}_x$ меняется с глубиной. Более того, для определения осредненного по глубине параметра реологического закона A необходимо знать распределение температуры льда по глубине. Поэтому подобные вычисления величины G дают в лучшем случае грубую оценку. Кроме того, на основании наблюдений невозможно вычислить величину T.

Заметим, что простая формула (6.13) для касательного напряжения на ложе не зависит от механических свойств льда. Однако не этим обстоятельством объясняются дополнительные члены, введенные в уравнение (6.46).

Приведенный выше анализ поднимает вопрос о тех горизонтальных размерах, по которым следует проводить осреднение угла наклона, толщины льда и других величин. Флуктуации с характерным масштабом, малым по сравнению с толщиной льда, не могут влиять на поведение ледника в целом. В другом крайнем случае, когда осреднение проводится по достаточно большим расстояниям, кажется правдоподобной применимость теории, в которой рассматриваются плиты постоянной толщины. Наблюдения Бадда [72] на ледниковом куполе у станции Уилкс показали, что величина G пренебрежимо мала при осреднении по горизонтальным расстояниям порядка $20h$ и что эта величина становится существенной при осреднении по меньшим расстояниям. Что касается величины T, то, как следует из сложного

теоретического анализа Бадда [72, 74], этой величиной можно пренебречь при осреднении по расстояниям свыше $4h$.

Таким образом, следует различать осреднения по трем разным масштабам:

1. *Крупный масштаб:* h и α осредняются по горизонтальным расстояниям порядка $20h$ и более. (Заметим, что бóльшая часть долинных ледников короче $20h$.) В этом случае обе величины, G и T, пренебрежимо малы и вступает в силу простое соотношение:

$$\tau_b = \rho g h \alpha. \tag{6.50}$$

При таких масштабах можно предугадывать среднюю толщину льда, исходя из среднего наклона поверхности, если только среднее касательное напряжение на ложе постоянно вдоль ледника.

2. *Средний масштаб*: средние берутся по расстоянию порядка $4h$. В этом случае величина T (но не величина G) пренебрежимо мала, тогда

$$< \tau_b > = \rho g < h\alpha > + 2 < G >. \tag{6.51}$$

При среднем масштабе на наклон поверхности влияет продольное напряжение, которое в свою очередь представляет собой следствие кривизны ложа.

3. *Мелкий масштаб*: углы наклона определяются по измерениям на расстояниях порядка h. Тогда все члены в уравнении (6.45) оказываются существенными.

Для подтверждения этих соображений Биндшадлер и др. [58] провели измерения скорости вдоль центральной линии ледника Варигейтед. Оказалось, что скорости действительно можно вычислять по толщине льда и наклону поверхности, осредненным по расстояниям, в 8 – 16 раз превосходящим характерную толщину льда, в то время как использование локального наклона приводит к большим флуктуациям. Однако с локальными наклонами поверхности все же приходится иметь дело при изучении полярных ледниковых покровов, что рассматривается в гл. 9.

Влияние бортов долины

Теория

До сих пор в ледниковых моделях мы предполагали, что длина и ширина ледника намного превышает его толщину. Такое предположе-

ние приемлемо для длины ледника, но не для его ширины. Ширина почти всех долинных ледников всего в три-четыре раза больше их толщины. Следующее направление в анализе – выяснение того, к каким изменениям приводит это обстоятельство в распределении напряжений и скоростей. Дальнейший анализ следует работе Ная [378].

Рассматриваемая модель состоит в следующем. Предполагается, что лед течет в длинном канале с постоянным сечением и постоянным углом наклона α. Свободная поверхность предполагается плоской с тем же углом наклона α. Пусть ось x направлена по центральной линии направления течения льда, ось y – вниз по нормали к свободной поверхности, а ось z – поперек ледника. Предположим, что x – компонента скорости u единственно отлична от нуля. Нас интересует, как меняется величина u с глубиной и поперек ледника. С этой целью предположим, что u есть функция y и z, но не x. Отсюда следует, что $\dot{\varepsilon}_x$, $\dot{\varepsilon}_y$, $\dot{\varepsilon}_z$ и $\dot{\varepsilon}_{yz}$ равны нулю. Тогда из уравнения (6.6) следует, что σ_x', σ_y', σ_z' и τ_{yz} равны нулю, поэтому

$$\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z.$$

Наконец, из уравнения (6.10) получаем

$$\tau^2 = \tau_{xy}^2 + \tau_{xz}^2. \tag{6.52}$$

Предположим, а это считаем правдоподобным, что распределение давления имеет вид

$$\sigma_y = -\rho g y \cos\alpha - P, \tag{6.53}$$

где P – атмосферное давление. Тогда из уравнений равновесия (6.1) – (6.3) остается следующее естественное нетривиальное уравнение:

$$\partial\tau_{xy}/\partial y + \partial\tau_{xz} = -\rho g \sin\alpha. \tag{6.54}$$

Из уравнений (6.4) – (6.6) следует, что

$$\partial u/\partial y = 2A\tau^{n-1}\tau_{xy}, \tag{6.55}$$

$$\partial u/\partial z = 2A\tau^{n-1}\tau_{xz}. \tag{6.56}$$

Система уравнений (6.54) – (6.56) достаточна для определения τ_{xy}, τ_{xz} и u. Граничные условия состоят в том, что величина τ_{xy} равна нулю на свободной поверхности, а величина u равна нулю на

ложе. Второе условие означает, что ледник не скользит по ложу. Полученные ниже решения остаются верными и в том случае, когда имеется ненулевая скорость скольжения, одинаковая по всему ложу.

Приведенные уравнения могут быть решены аналитически, если сечение канала имеет форму полукруга. Най, используя компьютер, получил численные решения в случаях, когда сечение имеет вид треугольника, полуэллипса и параболы, из которых парабола наилучшим образом аппроксимирует форму сечения ледниковой долины. (Полукруглое и полуэллиптическое сечения отличаются тем, что у ледниковой поверхности борта долины становятся вертикальными.) Поэтому мы в основном приведем те результаты Ная, которые касаются ледниковых долин параболического сечения. При этом в реологическом законе во всех вычислениях используется показатель $n = 3$.

1. Близ поверхности ледника на его центральном продольном сечении

$$\tau_{xy} = (1/2)\rho g y \sin\alpha . \qquad (6.57)$$

Эта формула справедлива для ледниковых долин любой формы, за исключением бесконечно широкой, когда, как это видно из уравнения (6.41), нет множителя 1/2.

2. В случае ледниковой долины полукруглой формы уравнение (6.57) остается верным не только у поверхности ледника, но и по всей его глубине. Другими словами, величина τ_{xy} меняется линейно по y. Как видно из уравнения (6.14), это верно также и для бесконечно широкого канала. Для каналов других форм такое изменение уже не будет линейным по всей глубине ледника, но на его центральном продольном сечении мы все же примем линейную аппроксимацию

$$\tau_{xy} = F\rho g y \sin\alpha , \qquad (6.58)$$

где F – коэффициент формы. Он вводится для того, чтобы при интегрировании уравнения (6.55) подправить значение скорости на поверхности. В табл. 6.1 приведены значения F для разных значений W (отношения полуширины ледника к его глубине на центральной линии) и для различных форм сечения канала. Из таблицы видно, что касательное напряжение на ложе по его центральной линии для ледника, стесненного бортами долины, меньше, чем для ледника очень широкого. Это объясняется тем, что борта долины берут на себя часть веса ледника.

Таблица 6.1. Коэффициент формы F для вычисления касательного напряжения. W — полуширина ледника, деленная на его толщину в центральном сечении.

W	F		
	Парабола	Полуэллипс	Треугольник
1	0,445	0,500	0,558
2	0,646	0,709	0,789
3	0,946	0,799	0,884
4	0,806	0,849	
∞	1,000	1,000	1,000

Чтобы вычислить распределение касательного напряжения по глубине в центральном продольном сечении, следует использовать уравнение (6.58) с выбранным по табл. 6.1 подходящим значением F. Такие вычисления необходимы, например, для анализа деформации буровой скважины. При таком анализе в случае очень широкого канала предполагали, что деформация ледника плоская. Однако для долинного ледника даже на центральном продольном сечении это не так. А именно, в этом случае прежнее решение для τ_{xy} (6.29) необходимо модифицировать введением коэффициента формы.

Иной способ получения коэффициента формы состоит в условиях равновесия поперечного сечения ледника. Так, если S — площадь сечения, p — его периметр, за исключением поверхности, условие равновесия требует выполнения следующего соотношения:

$$p\bar{\tau}_b = \rho g S \sin\alpha,$$

где $\bar{\tau}_b$ — среднее по сечению касательное напряжение на ложе. Если предположить, что касательное напряжение на ложе на центральной линии равно τ_b, то $F = S/hp$, где h — толщина ледника на центральной линии. Эти два метода дают одно и то же значение F в случае $W = 1$; в других случаях различие получаемых разными методами зна-

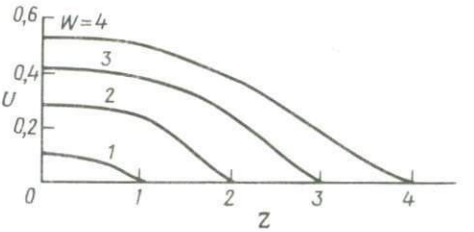


Рис. 6.5. Вычисленное изменение поверхностной скорости поперек течения ледника в разных параболических каналах.

Z — расстояние от центральной линии, деленное на толщину льда в центральном сечении; W — полуширина ледника, деленная на толщину льда в центральном сечении; U — отношение скорости течения в параболическом канале к скорости течения в очень широком канале с той же толщиной льда и тем же наклоном поверхности [378].

чений F достигает 10 %. Это показывает, что F в некоторой степени зависит и от граничных условий на ложе, заданных в виде постоянной скорости или постоянного касательного напряжения.

3. На рис. 6.5 показано, как в случае параболического сечения при разных значениях W поверхностная скорость меняется поперек ледника. (Для треугольного и полуэллиптического каналов профили скорости в общих чертах те же.) Во всех случаях скорость в центральной части меняется медленно, с приближением к краю — быстро.

4. Из положения точек перегиба на рис. 6.5 следует, что касательная скорость деформации $\partial u/\partial z$ достигает максимума на небольшом расстоянии от края ледника, но не на самом краю, что объясняет частое расположение трещин близ края ледника, в то время как лед в собственно краевой части остается неразрушенным.

5. Расширение ледниковой долины приводит к значительным изменениям скорости льда. Так, для $W = 2$ скорость на центральной линии составляет лишь одну четверть скорости очень широкого ледника.

6. Средняя скорость по сечению, т.е. скорость, осредненная как по глубине, так и ширине, не превосходит нескольких процентов средней поверхностной скорости, т.е. скорости, осредненной только по ширине. Этот теоретический результат справедлив для значений W, лежащих в интервале от 2 до 4, в который попадает большая часть всех долинных ледников. Такая оценка была получена только

для ледников с параболическим сечением. Кроме того, как отмечалось выше, полный анализ основан на предположении приморженности ледника к ложу. Однако, если все движение ледника сводится к проскальзыванию по ложу, скорость льда одинакова на всех глубинах, и поэтому приведенный выше теоретический результат остается верным. Таким образом, он, по-видимому, в такой же степени верен и для промежуточных случаев, что имеет одно важное практическое приложение. Для гидрологии представляет интерес расход льда через сечение ледника. Расход есть произведение средней по сечению скорости на площадь сечения. Вышеупомянутый результат означает, что среднюю скорость можно получить по вехам, расставленным на поверхности ледника поперек его движения. И тогда нет необходимости бурить скважины для определения изменения скорости с глубиной.

Влияние бортов долины

Наблюдения

На рис. 6.6 представлены профили скорости – измеренные на леднике Саскачеван [329] и теоретические для полуэллиптического канала с выбранным подходящим значением W. Теоретическая и экспериментальная кривые хорошо согласуются. Кроме того, на рисунке представлен профиль скорости течения сильно вязкой жидкости

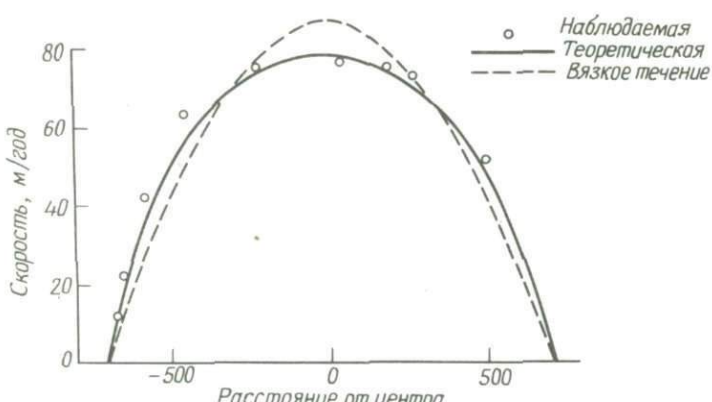


Рис. 6.6. Изменение продольной скорости в поперечном направлении на леднике Саскачеван. Для сравнения приведены теоретическая кривая и кривая для вязкой жидкости [329].

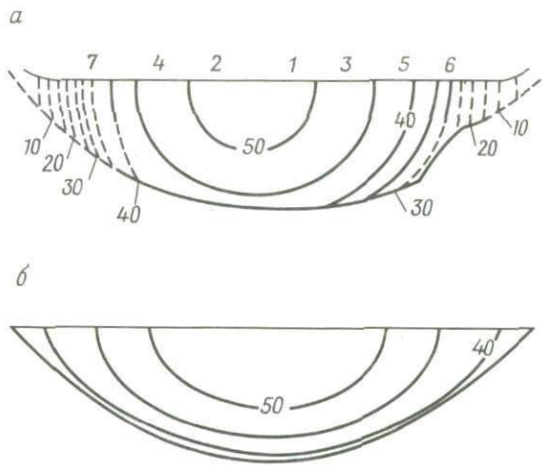


Рис. 6.7. *а* — Распределение продольной скорости по поперечному сечению на леднике Атабаска, измеренное Раймондом [432].
Точки 1 — 5 — положение буровых скважин; в точках 6 и 7 проводили измерения на поверхности.
б — Распределение скорости, вычисленное Наем для параболического канала с $W = 2$. Для приведения в некоторое соответствие наблюденной и вычисленной скоростей введена постоянная скорость скольжения. Единица скорости — м/год.

по полуэллиптическому каналу. Эта кривая, представляющая собой параболу, не вполне соответствует экспериментальным данным.

Раймонд [433] провел на леднике Атабаска в пяти скважинах измерения распределения скорости в поперечном сечении ледника. Это распределение представлено на рис. 6.7 вместе с теоретическим распределением Ная [378] для параболического канала с $W = 2$. Основные расхождения между этими кривыми заключаются в следующем.

1. Измеренная скорость скольжения велика в центральной части сечения и падает почти до нуля у его края; в теоретической модели скорость скольжения предполагается постоянной.

2. По данным измерений линии постоянных скоростей суть полуокружности, которые сильно отличаются как от формы канала, так и от соответствующих линий в модели Ная.

3. Касательная скорость деформации $\partial u/\partial z$ у края в 2 — 3 раза больше касательной скорости деформации $\partial u/\partial z$ у ложа на централь-

ной линии. Таким образом, если только лед не теряет своей однородности, ледник испытывает значительно более сильное трение на бортах, нежели на ложе на центральной линии. Отсюда следует, что обычно используемое значение коэффициента формы (определяющего ту часть веса, которая компенсируется трением о ложе на центральной линии) оказывается неоправданно высоким. Подобный эффект на леднике Атабаска более заметен, чем на большинстве других ледников, может быть, потому, что на этом леднике необычайно велика (до 80 %) доля скольжения в суммарном движении льда в центральном продольном сечении.

4. Поток льда через поперечное сечение ледника приблизительно на 10 % больше произведения площади сечения на среднюю поверхностную скорость $< u >_s$. Раймонд обнаружил, что достоверную оценку для потока льда можно получить, используя среднее геометрическое величин $< u >_s$ и $< u >_h$. Последняя величина есть осредненная по глубине в центральном продольном сечении скорость.

Рено [441] показал, что теоретическая модель с иными, нежели используемые Наем, граничными условиями на ложе дает близкое к экспериментальным данным Раймонда распределение скорости. Граничные условия на ложе в случае проскальзывания льда обсуждаются в гл. 7. Здесь лишь отметим, что Рено, следуя Ллибутри [302], предположил, что трение льда о ложе пропорционально нормальному давлению льда за вычетом среднего давления воды на границе. Давление воды приходится учитывать из-за того, что во льду возникает "водный стол" с горизонтальной поверхностью на уровне $(1/3)\ h$ ниже поверхности льда. (Здесь h – толщина льда на центральной линии.) Получаемое значение скорости весьма чувствительно к предполагаемому уровню воды, который выбирается с таким расчетом, чтобы можно было получить наиболее близкое согласование с экспериментальными данными. Этот результат подчеркивает то обстоятельство, что распределение скорости по поперечному сечению зависит от граничных условий в такой же степени, как и от формы сечения.

К сожалению, результаты Ная не были проверены на тех ледниках, где бы выполнялось теоретически предполагаемое граничное условие на ложе, а именно приморaживание к нему льда. Однако в этом случае другое теоретическое предположение – постоянство

по пространству параметра A из реологического закона – становится нереальным.

Кроме того, Раймонд [432] обнаружил, что поперечная компонента скорости w достигает величины 2 м/год даже в случаях долины с параллельными бортами. Такое течение компенсирует избыток абляции близ бортов долины. Действительно, превышение центральной части ледника по отношению к его краевой части приводит к наклону поверхности, что и вызывает течение льда в поперечном направлении. Отметим, что величина W в теле ледника больше, чем на его поверхности.

Эксперименты в буровых скважинах

Один из способов определения параметров реологического закона A и n состоит в измерении скорости, с которой происходит изменение наклона буровой скважины. Кроме того, подобные эксперименты позволяют проверить, насколько точно реологический закон описывает сложные напряженные состояния реальных ледников и насколько приложимы к ним некоторые другие аспекты изложенной выше теории.

Общее уравнение скорости изменения наклона буровой скважины имеет вид [432, уравнение (9)]

$$\partial\gamma/\partial t = \partial u/\partial y - v\partial\gamma_x/\partial y + \gamma_x(\partial u/\partial x - \partial v/\partial y) + \gamma_z \partial u/\partial z; \qquad (6.59)$$

аналогично уравнение, в котором x заменен на z, z на x и u на w. Здесь и γ_z – компоненты наклона скважины по отношению к оси y, которая направлена вниз по нормали к поверхности ледника. Члены порядка γ^2 опущены. Слагаемые в правых частях рассматриваемых уравнений представляют собой вклад в скорость изменения наклона скважины следующих величин:

1) сдвига в xy-плоскости;

2) y-компоненты течения. Это слагаемое отлично от нуля, если только наклон скважины не постоянен;

3) различия скоростей деформации в x- и y-направлениях. Это слагаемое равно нулю, если скважина параллельна x-направлению;

4) сдвига в xz-плоскости, который отличен от нуля только в том случае, если направление скважины имеет ненулевую z-компоненту.

Для полного анализа поля скоростей в леднике необходимы по крайней мере три скважины. Раймонд [432] описал, как нужно ана-

лизировать натурные данные. В случае единичной скважины обычно предполагают, что деформация льда плоская, а скважина в начальный момент прямая ($\partial\gamma_x/\partial y = 0$). Тогда из условия несжимаемости (6.9) следует, что $\partial v/\partial y = -\partial u/\partial x$, и поэтому уравнение (6.59) приводится к виду

$$\partial u/\partial y = \partial\gamma_x/\partial t - 2\gamma_x(\partial u/\partial x). \tag{6.60}$$

Интегрирование за конечный интервал времени t_1 дает

$$\partial u/\partial y = 2r\{\gamma_1 - \gamma_0\exp(2rt_1)\}\{\exp(2rt_1) - 1\}^{-1}, \tag{6.61}$$

где $\gamma_0 = \gamma_x$ при $t = 0$, $\gamma_1 = \gamma_x$ при $t = t_1$ и $r = \partial n/\partial x$. Измеряя γ_0 и γ_1 на разных глубинах и предполагая величину r известной, получим $\partial u/\partial y$ как функцию y. Если $r = 0$, то (6.61) приводится к виду

$$\partial u/\partial y = (\gamma_1 - \gamma_0)/t_1. \tag{6.62}$$

Последнее уравнение используется очень часто, однако оно верно только в случае нулевой продольной скорости деформации. Но на реальном леднике такая ситуация весьма редкая.

В случае плоской деформации уравнение (6.11) имеет вид

$$\dot{\varepsilon}^2 = (\partial u/\partial x)^2 + (1/4)(\partial u/\partial y + \partial v/\partial x)^2. \tag{6.63}$$

Чтобы по измерениям в единичной скважине можно было определить величину $\langle\partial u/\partial x\rangle$ в уравнении (6.61), равное r как функции глубины, и, используя уравнения (6.35) и (6.36), находят осредненное по глубине значение этой величины. Затем, измеряя $\partial u/\partial x$ на поверхности и предполагая линейность изменения этой величины с глубиной, что является, по-видимому, разумной аппроксимацией, вычисляют значение $\partial u/\partial x$ на любой глубине. Несколько лучшая альтернатива состоит в том, что одним из методов, описанных в гл. 5, измеряют v как функции y. Тогда в случае плоской деформации $r = -\partial v/\partial y$. С помощью измерений в единичной скважине невозможно определить распределение $\partial v/\partial x$ по глубине; все, что остается в данной ситуации, — это считать величину $\partial v/\partial x$ всюду равной ее значению на поверхности. Итак, все величины, необходимые для вычисления $\dot{\varepsilon}$ (6.63), определены.

Касательное напряжение вычисляется с помощью уравнения (6.52), т.е.

$$\tau_{xy} = -F\rho g y \sin\alpha .$$

При этих вычислениях возникает неопределенность двух типов:

1) Величина F зависит от того, как меняется по сечению скорость скольжения; поэтому значения, приведенные в табл. 6.1, не более как приближенные; 2) остается неопределенным то расстояние, на котором следует измерять наклон поверхности. Во всех опубликованных работах использовали расстояние, сравнимое с толщиной льда. Однако из-за влияния продольных деформаций предпочтительнее использовать расстояния порядка $10h$ или $20h$. Раймонд [436] показал, что следуя этой рекомендации, сокращается разброс получаемых в разных экспериментах значений параметров реологического закона.

Величина τ определяется следующим образом. Поскольку заранее не следует предполагать, что экспериментальные данные соответствуют степенному реологическому закону, запишем соотношение между компонентами тензора скоростей деформации и девиатора напряжений в общем виде

$$\dot{\varepsilon}_{xy} = \lambda\tau_{xy},$$

где λ – функция τ. Из этого соотношения следует, что

$$\dot{\varepsilon} = \tau.$$

Значение λ на любой глубине определяется по формуле

$$\lambda = \dot{\varepsilon}_{xy}/\tau_{xy} = (1/2)(\partial u/\partial y + \partial v/\partial x)(-F\rho g y \sin\alpha)^{-1},$$

и тогда τ находят из

$$\tau = \dot{\varepsilon}/\lambda .$$

С целью определить параметры реологического закона на координатную плоскость наносят точки, отражающие зависимость $\lg\dot{\varepsilon}$ от $\lg\tau$, и проводят прямую, наилучшим образом аппроксимирующую эту зависимость. Тогда наклон прямой и отрезок, отсекаемый ею на оси, дадут значения параметров n и $\lg A$. Результаты различных экспериментов приводят к большому разбросу (табл. 3.1), который отчасти объясняется разными способами обработки данных. Однако средние значения близки к тем, которые получают в ряде лабораторных экспериментов (табл. 3.2), что дает нам некоторую уверенность в применимости результатов теоретического анализа к условиям в реальных ледниках.

Метод конечных элементов

Для получения распределений скоростей в реальных массах льда сложной формы необходимо прибегать к численным методам. Один из таких широко используемых для решения инженерных задач методов – метод конечных элементов [568] – недавно стали применять в гляциологии [226]. Он имеет то преимущество, что позволяет учитывать пространственную изменчивость параметров течения, которая представляет собой следствие изменчивости температуры и структуры льда. Однако метод конечных элементов требует больших затрат машинного времени, что ограничивает его применимость. Метод пока был реализован только в случае постоянных во времени распределений скорости. По поводу деталей отсылаем читателя к указанным выше ссылкам.

Дополнительная литература

Исчерпывающие обзоры теории течения ледников, включающие проблему скольжения, можно найти в работах Ллибутри [304] и Раймонда [436].

7. Течение ледников. Скольжение по ложу

Где ты, быть может,...
На дно сошел чудовищного мира.
Мильтон. Лисидас

Введение

В гл. 6 мы рассматривали пластические деформации внутри ледника. Теперь обратимся к другой составляющей его движения – скольжению ледника по ложу. В некоторых случаях на эту составляющую приходится основная часть движения (табл. 5.2). По-видимому, скольжение происходит, только когда температура придонного льда достигает точки плавления. Действительно, согласно наблюдениям в двух туннелях в Гренландии и Антарктиде, по крайней мере в этих частных случаях приморожeнный к ложу ледник не скользит [155, 216].

Главное препятствие для понимания механизма скольжения ледников состоит в невозможности непосредственно наблюдать процесс скольжения в реальных условиях. Скольжение изучалось лишь в нескольких достигавших ложа туннелях, которые, однако, как правило, находились близ концов ледников или же на ледопадах. Поэтому полученные там данные вряд ли можно считать отражающими типичные условия на ложе. Недавно скольжение стали изучать по фотографиям и телевизионным изображениям нижних частей ледников, получаемых с помощью аппаратуры, спускаемой на дно скважин. При условии что известна поверхностная скорость, скорость скольжения можно вычислить по измерениям наклона буровой скважины, если только она достигает ложа. Это невозможно в термобуровых скважинах, поскольку термобур не может пройти сквозь загрязненные придонные слои ледника. Поэтому получаемые таким способом скорости скольжения оказываются, как правило, завышенными. Кроме того, поверхностная скорость часто возрастает в начале сезона таяния и иногда после сильного дождя. Наиболее приемлемое объяснение – возрастающее количество воды на ледниковом ложе, создающее эффект смазки, что тем самым и приводит к увеличению

скольжения. Однако механизм смазки пока еще не вполне ясен. Наконец, увеличение скорости движения в летние сезоны служит серьезным аргументом в пользу его скольжения по ложу. Скорости скольжения, наблюдаемые на больших выводных ледниках Гренландского и Антарктического ледниковых покровов и во время ледниковых подвижек лежат в интервале от нуля до нескольких километров в год (гл. 13), что заметно превосходит интервал скоростей деформационного движения ледников.

Несмотря на скудость материала наблюдений, а может быть, и благодаря ей, Вертман и Ллибутри [547, 551, 302] построили сложные математические теории скольжения, вызвавшие оживленную дискуссию. В этой главе мы в общих чертах опишем эти теории, обратив особое внимание на лежащие в их основе предположения. Кроме того, мы рассмотрим вопрос, насколько близко теоретические предположения согласуются с данными натурных наблюдений.

Создание более адекватной теории скольжения – это основная нерешенная проблема физики ледников. Дело в том, что закон скольжения, т.е. соотношение между скоростью скольжения, касательным напряжением на ложе и характеристиками ложа, дает нижнее граничное условие, необходимое для анализа течения ледников (гл. 6). Правильно сформулированный закон скольжения – это основа прогноза движения ледников в целом и распределения в них напряжений и скоростей, а также прогноза относительно реакции ледников на изменения баланса массы (гл. 12) и оценки скорости роста или распада больших ледниковых покровов. До тех пор пока не будет понят механизм скольжения, останутся неясными как механизм ледниковых подвижек, так и процессы ледниковой эрозии и ледниковых отложений. Теорию скольжения можно использовать и при решении других геофизических задач, в которых приходится иметь дело с разрывами скорости между движущейся массой и неподвижной подстилающей поверхностью.

Теория Вертмана

Вертман [537] первым выдвинул теорию скольжения ледников. Задача состояла в объяснении, каким образом лед, находящийся при температуре плавления под давлением, обтекает выступы на ложе. Согласно теории Вертмана, здесь действуют два механизма. В начале это был постулат, теперь же – это экспериментальный факт.

Первый механизм – *режеляция*. Сопротивление течению ледника создается сторонами выступов, обращенными вверх по течению. Поэтому на этих сторонах возникает избыточное давление льда, приводящее к его таянию. Образующаяся вода обтекает выступ и вновь замерзает на его обратной стороне, где давление ниже. Этот процесс поддерживается тем, что скрытая теплота плавления, высвобождающаяся на обращенной вниз по течению стороне выступа, вследствие его теплопроводности переносится через сам выступ и через окружающий его лед на сторону выступа, обращенную вверх по течению, где и реализуется в таянии. Этот механизм не срабатывает на больших (порядка метра и более) выступах, поскольку теплопроводность таких выступов слишком мала. Механизм этот не срабатывает и в тех случаях, когда температура льда ниже точки плавления.

Второй механизм – усиление пластического течения. Весь лед деформируется пластически, и при этом продольное напряжение в нем около выступа выше среднего. Поэтому скорость деформации там также будет выше средней. Более того, так как скорость пропорциональна произведению скорости деформации на расстояние, то чем больше размеры выступа, тем больше скорость. Таким образом, рассмотренный механизм на больших выступах действует эффективнее, чем на малых.

При описании движения ледника по своему ложу необходимо учитывать оба рассмотренных выше процесса одновременно, не ограничиваясь каким-либо одним. Основные предположения состоят в следующем:

1. Чистый лед покоится на шероховатой недеформируемой горной породе.

2. Лед и ледниковое ложе всюду разделены тонкой пленкой воды (толщиной порядка 1 мкм.). Эта поверхность раздела поддерживает на нижней поверхности льда нормальное, но не касательное напряжение.

3. Лед и ледниковое ложе всюду разделены не более чем тонкой пленкой воды.

4. В качестве модели ледникового ложа рассматривается наклонная плоскость с выступами на ней в виде кубов со сторонами длиной a и разнесенными на расстояние λ, измеряемое от их центров.

Прежде всего вычислим скорость, обусловленную режеляцией. Пусть величина τ_b – среднее касательное напряжение, с которым ледник действует на свое ложе. Так как один куб приходится на площадь, равную λ^2, то средняя сила, приходящаяся на каждый куб, есть $\tau_b \lambda^2$. Эта сила вызывает сжимающее напряжение, приложенное к направленной вверх по течению грани куба (площади a^2). При этом на противоположной грани возникает растягивающее напряжение, разумеется, при условии, что сохраняется контакт льда с этой гранью. Эти напряжения представляют собой лишь добавку к гидростатическому давлению на ледниковом ложе, которое значительно больше величины τ_b. В силу симметрии, сжимающее и растягивающее напряжения одинаковы, и, следовательно, они равны $(1/2)\,\tau_b \lambda^2/a^2$. Тогда их разность есть $\tau_b \lambda^2/a^2$. Из-за этой разности напряжений температура плавления льда у грани выступа, направленной вверх по течению, меньше температуры у противоположной грани на величину

$$\Delta T = C\tau_b \lambda^2/a^2, \qquad (7.1)$$

где C – константа. В случае когда разность температур плавления вызвана разностью гидростатического давления, константа C равна $-7{,}42 \cdot 10^{-5}$ К/кПа. Вопрос о том, сохраняется ли указанное ее значение также и в случае негидростатического давления, а именно это и имеется в виду в рассматриваемой ситуации, длительное время был предметом дискуссии [284, 159, с. 47]. Поскольку предполагается, что лед всюду находится при температуре плавления, разность температур возникает только близ куба.

Пусть u_1 – скорость, обусловленная рассматриваемым механизмом. Тогда на грани выступа, направленной вверх по течению, в единицу времени тает объем льда, равный $u_1 a^2$. Образующаяся вода обтекает выступ и вновь замерзает у противоположной грани. Вследствие повторного замерзания льда в единицу времени выделяется скрытая теплота в количестве $u_1 a^2 \rho L$, где L – удельная скрытая теплота плавления и ρ – плотность льда. Эта теплота переносится через выступ на направленную вверх по течению грань, где и расходуется на таяние льда. (Здесь мы предполагаем, что переноса тепла через лед, окружающий выступ, не происходит.) Количество тепла, перенесенного в единицу времени, равно $Ka\Delta T$, где K – коэффициент теплопроводности коренных пород, слагающих ледниковое ложе. Отсюда следует, что

$u_1 a^2 \rho L = Ka\,\Delta T,$

и, используя уравнение (7.1), имеем

$$u_1 = (CK/L\rho a)(\tau_b / R^2), \tag{7.2}$$

где $R = a/\lambda$. Эту величину можно рассматривать как *параметр шероховатости ложа*. Из уравнения (7.2) видно, что величина u_1 обратно пропорциональна величине a. Другими словами, режеляция наиболее интенсивна на малых выступах.

Теперь рассмотрим второй механизм: увеличение скорости пластического обтекания выступов, вызванного дополнительным напряжением, создаваемым этими выступами в примыкающем к ним льду. Мы уже установили, что дополнительное продольное напряжение равно $(1/2)\tau_b/R^2$. Оно отрицательно (сжимающее напряжение) на направленных вверх по течению сторонах выступов и положительно (растягивающее напряжение) на их противоположных сторонах. Это напряжение порождает скорость деформации, пропорциональную $[(1/2)\tau_b/R^2]^n$, где n порядка 3 (гл.3). Поскольку величина R обычно меньше единицы и, следовательно, величина $(1/2)\tau_b/R^2$ много больше касательного напряжения τ_b, можно пользоваться простой формой реологического закона). Чтобы определить скорость u_2, обусловленную вторым механизмом, необходимо знать то расстояние x, на котором действует избыток продольного напряжения. Предположим, что объем льда, испытывающего влияние выступа, имеет тот же порядок, что и объем самого выступа. Поэтому мы принимаем $x = a$, откуда следует, что

$$u_2 = (2/3)^{(n+1)/2}\, a\, A[(1/2)\tau_b/R^2]^n, \tag{7.3}$$

где A – постоянная из реологического закона. Численный множитель объясняется тем, что напряжение одноосно. Итак, полученное значение скорости прямо пропорционально стороне куба a.

До сих пор мы предполагали, что все выступы одинакового размера. На самом деле их размеры лежат в широких пределах. Процесс режеляции позволяет льду легко обтекать выступы малого размера, в то время как второй механизм скольжения делает то же в случае выступов большого размера. Между тем выступы некоторого среднего размера создают основную помеху движению, и прежде всего потому, что от них зависит скорость скольжения. Вертман назвал та-

кой выступ *сдерживающим препятствием*. Его размер, a_c, можно получить из условия равенства скоростей u_1 и u_2, откуда из уравнений (7.2) и (7.3) имеем

$$a_c = 2^{(n-1)/2} 3^{(n+1)/4} (CK/AL\rho)^{1/2} \tau_b^{(1-n)/2} R^{n-1}. \qquad (7.4)$$

Заметим, что a_c зависит от τ_b и R, за исключением случая, когда $n = 1$.

Теперь мы можем получить формулу для скорости скольжения. В качестве первого приближения примем, что скорость скольжения полностью определяется сдерживающими препятствиями. (Мы уже это неявно сделали в формуле (7.4) – касательное напряжение там должно быть той частью величины τ_b, которая обусловлена сдерживающими препятствиями.) Скорость скольжения u_b равна сумме скоростей u_1 и u_2, равных между собой в случае сдерживающих препятствий. Таким образом, из уравнений (7.3) и (7.4) или (7.2) и (7.4) имеем

$$u_b = 2^{(3-n)/2} 3^{-(n+1)/4} (CKA/L\rho)^{1/2} \tau_b^{(n+1)/2} R^{-n-1}$$

или

$$u_b = \text{const}\ \tau_b^{(n+1)/2} R^{-n-1}. \qquad (7.5)$$

Поскольку $n = 3$, скорость скольжения прямо пропорциональна второй степени касательного напряжения у ложа и обратно пропорциональна четвертой степени параметра шероховатости. Соотношение между u_b и C, K, A, L и τ_b, но не R может быть получено также из соображений размерности.

Позднее Вертман [545] уточнил свою теорию. Основное усовершенствование состояло в том, что было учтено влияние выступов разного размера, а именно ... $10^{-2} a_c$, $10^{-1} a_c$ a_c, $10 a_c$, $10^2 a_c$ ... . Вертман предположил, что препятствия всех рассматриваемых размеров имеют один и тот же параметр шероховатости. Это так называемая *шероховатость типа белого шума*, которую мы рассмотрим ниже. Он также предположил, что обтекание выступов размером меньше величины a_c происходит только вследствие режеляции, в то время как обтекание выступов размером больше этой величины обусловлено исключительно деформацией льда. Конечная величина скольжения является суммой двух величин, каждая из которых обусловлена рассмот-

ренными выше двумя процессами скольжения. Вертман также рассмотрел влияние отделения льда от направленных вниз по течению сторон выступов, приводящего к образованию полостей. Процесс образования полостей впоследствии назвали *кавитацией*. Он также сделал ряд других более незначительных уточнений своей теории. Однако весь этот новый анализ изменил разве что постоянную в уравнении (7.5).

Сравнение теории с данными наблюдений

Кэм и Лашапель [259], проведя исследования условий на ложе ледника Голубого, установили, что действительно там действовали оба процесса – режеляция и пластическая деформация. Наблюдения проводили в туннеле, расположенном в верхней части ледопада у края ледника. Ледниковое ложе достигли на глубине 26 м ниже уровня его поверхности. Угол наклона поверхности был равен 28°, а угол наклона ложа – 22°, и вниз по ледопаду он быстро увеличился до 55°. Так как толщина льда невелика, то, естественно, гидростатическое давление оказалось сравнимым с касательным напряжением на ледниковом ложе, равным по данным измерений 70 кПа.

Приведем некоторые результаты наблюдений Кэма и Лашапеля.

1. Придонный слой льда был более мелкозернистый и заметно более загрязнен по сравнению с вышележащим льдом. Этот слой был относительно свободен от пузырьков, однако его верхняя часть содержала их вытянутые по течению цепочки. Толщина слоя менялась у вершин выступов почти от 0 до 30 мм. Верхняя граница слоя была вполне отчетливо выражена и в сечении выглядела как прямая линия, проходившая по гребню первого по течению выступа. Придонный слой был отождествлен со слоем льда, образовавшегося на направленных вниз по течению сторонах выступов в результате повторного замерзания воды. Эта вода в свою очередь образовалась из растаявшего на направленных вверх по течению сторонах выступов льда. Такой слой назвали *слоем режеляции*.

2. По-видимому, течение не деформировало лед в слое режеляции. Однако отмеченные во льду на расстоянии 500 мм и более от ложа плоские слои (гл. 11) вместе со слоем режеляции изгибались как одно целое в соответствии с увеличением крутизны ложа, что доказывает существование пластического обтекания больших выступов. Эти наблюдения также позволяют предположить, что размер сдерживающего препятствия лежит в интервале от 30 до 500 мм.

3. Когда в эксперименте было снято давление вышележащего льда, то придонный его слой мгновенно примерз к ложу, что подтвердило существование между льдом и горной породой тонкого слоя воды, находящейся при температуре замерзания.

4. Лед перекрывал углубления в ледниковом ложе, ширина которых менялась в пределах от 40 мм до 10 м. При этом в таких местах лед находился над породой на расстоянии от 10 до 200 мм. Углубление перекрывалось и в том случае, если в его верхней по течению части не было выступа. Это означает, что перекрытие углубления следует отличать от полостей кавитации. Именно такую большую полость размером в 10 м обнаружили ниже туннеля. То, что это полость кавитаций, доказывается тем, что туннель достиг ледникового ложа около большого поднятия ложа, на направленной вниз по течению стороне которого начинается обнаруженная полость. Появление больших полостей следует ожидать только при низком гидростатическом давлении, ибо в противном случае лед бы их затянул. Ни в углублениях в коренной породе, ни в полостях кавитации воды не было.

5. Измеренная скорость скольжения равнялась 16 мм/сут. Это значение скорости невозможно использовать для сравнения с ее теоретическим значением, вычисляемым по уравнению (7.5). Дело в том, что не ясно, каким образом по характеристикам реального ледникового ложа следует вычислять шероховатость в модели ложа с препятствиями кубической формы.

Теории скольжения без кавитации

Най и Кэм [381, 382, 257] разработали теории скольжения, основанные на более реалистической модели ложа по сравнению с той теорией, которую использовал в своей модели Вертман. В этих своих теориях Най и Кэм рассматривали участок ложа площадью S. Его выбрали достаточно большим с тем, чтобы он отражал шероховатость ложа в целом, но, с другой стороны, достаточно малым, чтобы скорость скольжения на всей его площади была постоянной. Кэм [257, 680] предположил, что такой участок, по-видимому, имеет линейный размер порядка 100 м, хотя на меньших расстояниях были отмечены значительные флуктуации скорости скольжения. Это делает несколько искусственным разделение на топографию, отражающую крупномасштабные характеристики, которые меняются от участка к участку и

могут быть картированны, и шероховатость, отражающую мелкомасштабные характеристики, которые в рассматриваемых теориях описываются статистически. В действительности же характерные размеры флуктуаций ложа заполняют непрерывный интервал. Однако статистическое описание шероховатости имеет то преимущество, что скорость скольжения может быть определена без учета деталей каждого выступа и углубления на ледниковом ложе.

Выберем в качестве xy-плоскости такую, которая среднеквадратически наиболее точно отражает рассматриваемый участок. Представим ось x в направлении скольжения, а ось y – вверх. Пусть $z_0(x, y)$ – отклонение ложа от xy-плоскости. В данных теориях с помощью преобразования Фурье [69] величину $z_0(x, y)$ разлагают по ее спектральным компонентам. Величина $\langle z_0^2 \rangle = S^{-1} \iint z_0^2(x, y)\, dxdy$ есть одна из возможных характеристик шероховатости ложа на рассматриваемом участке. Однако было установлено, что скольжение зависит не столько от величины $\langle z_0^2 \rangle$, сколько от другой характеристики шероховатости – распределения по спектру величины a/λ. Здесь a и λ – амплитуда и длина волны компоненты Фурье. В качестве полной меры шероховатости Най выбрал *спектральную плотность энергии* Σ, а Кэм – *спектральную функцию шероховатости* ζ. Между этими величинами имеется следующее соответствие:

$$\Sigma(h, k) = (16\pi^3/3)\{\zeta(h, k)\}^2 l^{-4} = |\bar{z}_0(h, k)|^2/S,$$

где

$$\bar{z}_0(h, k) = \int_{-\infty}^{\infty}\!\!\iint z_0(x, y)\exp\{-i(hx + ky)\}\, dxdy$$

– преобразование Фурье величины $z_0(x, y)$, где h и k – компоненты волнового вектора синусоидальных волн фурье-представления рельефа ледникового ложа и $l = 2\pi/\lambda = (h^2 + k^2)^{1/2}$ – волновое число. Почти всюду в данных теориях предполагается, что спектр шероховатости ложа имеет тип белого шума. Это означает, что ложе в среднем выглядит одинаково при любых масштабах и во всех направлениях.

Най и Кэм предположили, что шероховатость мала, т.е. $\partial z_0/\partial x$, $\partial z_0/\partial y \ll 1$. Они также приняли первые три предположения Вертмана, состоящие в том, что чистый лед всюду отделен от шероховатого недеформированного ледникового ложа лишь тонким слоем воды. Они

сделали еще одно дополнительное упрощающее предположение, рассматривая лед как ньютоновскую вязкую жидкость, что в реологическом законе соответствует $n = 1$.

Пусть $P_0(x, y)$ – сжимающее напряжение, приложенное к нижним слоям льда со стороны ложа. Поскольку из-за тонкой водной пленки касательное напряжение там равно нулю, среднее значение $P(x, y)$ должно быть таким, чтобы оно могло компенсировать вес ледника. Поэтому механическое равновесие ледника зависит от выступов на ледниковом ложе, направленном в лед по нормали. Чтобы сбалансировать параллельную осредненному ложу компоненту веса ледника, величина $P_0(x, y)$ должна флуктуировать вокруг своего среднего значения, принимая большие значения на направленных вверх по течению сторонах выступов и низкие – на противоположных его сторонах. Для полного равновесия часть выступов должна быть наклонена вверх по ложу.

Если, как и предполагается, лед остается в контакте с ложем, должна быть некоторая комбинация таяния, повторного замерзания и нормального и поперечного по отношению к ложу движения, что и дает в результате номинальную скорость скольжения. Задача состоит в нахождении такого распределения величины $P_0(x, y)$, при котором вызывались бы необходимые потоки тепла и деформация льда. Распределение давления $P_0(x, y)$ вызывает давление льда на ледниковое ложе. Среднее значение силы сопротивления на единицу площади в xy-плоскости и есть касательное напряжение на ложе τ_b, равное среднему значению x-компоненты $P_0(x, y)$, приложенное к подстилающей поверхности. Касательное напряжение должно быть таким, при котором бы скольжение приобрело наблюдаемую скорость u_b. В рамках принятых предположений предлагаемая задача имеет точное решение.

Най [381] показал, что общее сопротивление представляет собой сумму отдельных слагаемых, связанных с компонентами Фурье рельефа ложа. Такое определение оправдывает использование единого статистического параметра, а именно спектральной плотности энергии, как меру шероховатости ложа.

Из анализа Ная и Кэма следует, что есть некоторое переходное волновое число l_c и некоторая переходная длина волны $\lambda_c = 2\pi/l_c$ порядка 0,5 м. Лед обтекает выступы размером меньше величины λ_c в основном за счет режеляции, а размером больше – в основном

за счет ползучести. Переходное волновое число равно

$$l_c = (\Gamma / \eta)^{1/2} = \text{const}, \tag{7.7}$$

где

$$\Gamma = \rho L / 2C (K_i + K_r), \tag{7.8}$$

η – эффективная вязкость льда, которая в случае $n = 1$ является обратной величиной к параметру реологического закона A, L – удельная скрытая теплота плавления льда, ρ – его плотность, K_i и K_r – коэффициенты теплопроводности льда и горной породы, $C = -7{,}42 \cdot 10^{-5}$ К/кПа. Этот результат эквивалентен утверждению Вертмана о существовании некоторого характерного размера сдерживающих препятствий. Хотя Вертман использовал высоту препятствия a_c, он мог бы с таким же успехом использовать расстояние между сдерживающими препятствиями $\lambda_c = a_c / R$, где R – шероховатость. Расстояние между сдерживающими препятствиями и переходная длина волны – величины одного порядка. Най [382], кроме того, показал, что в случае шероховатости типа белого шума препятствия с длинами волн $\lambda_c / 13 < \lambda < 13\lambda_c$, вызывают 90% общего сопротивления. Таким образом, предположение Вертмана о существовании характерного размера сдерживающих препятствий, от которых только и зависит скорость скольжения, представляет собой разумную аппроксимацию. Скольжению препятствуют в основном выступы с длиной волны λ_c в интервале от нескольких десятков миллиметров до нескольких метров.

Най и Кэм получили соотношение между u_b, τ_b и шероховатостью. В случае $n = 1$ зависимость u_b от касательного напряжения на ложе и шероховатости такая же, как и в уравнении (7.5).

Ллибутри разработал теорию скольжения при тех же предположениях, которые использовали Най и Кэм. Его параметром шероховатости m_0 служил среднеквадратический наклон ложа в x-направлении, причем рельеф ложа подвергался предварительной фильтрации для выделения длин волн, близких к величине c. Такая величина отражает шероховатость, обусловленную наиболее существенными длинами волн для процесса скольжения. За исключением случая шероховатости типа белого шума, параметр шероховатости Ллибутри имеет один недостаток: он зависит от выбора λ_c, а не только от собственно характеристик ложа, в то время как параметры Ная и Кэма определяются лишь этими характеристиками. Но, с другой стороны, способ Лли-

бутри при выборе параметра шероховатости приводит к более простой формуле для u_b:

$$u_b = \tau_b (\Gamma \eta)^{-1/2} m_0^{-2}. \tag{7.9}$$

В случае $n = 1$ это соотношение имеет ту же форму, что и вертмановское уравнение (7.5).

Морленд [347] обобщил эти теории, включив в анализ толщину льда и средний наклон ложа. Следовательно, принимается во внимание гравитация – собственно та сила, которая и вызывает движение. Он также рассматривал влияние геотермального тепла. При этом в качестве реологической модели льда Морленд выбрал ньютоновскую вязкую жидкость.

Кэм [257] и Ллибутри [307] распространили теорию на случай нелинейного реологического закона, сделав по необходимости некоторые упрощающие предположения. Так, Кэм предположил, что при данной скорости скольжения и при данном ложе картина вертикального движения и скоростей деформации та же, что и в случае ньютоновской вязкости. Это вызывает сомнение; по-видимому, последовательнее предполагать то же и для напряжений. Ллибутри сделал более простое предположение, согласно которому эффективная вязкость η одинакова для всех спектральных компонент ложа. Здесь η определяется как $1/\eta = A\tau^{n-1}$, где τ – эффективное касательное напряжение. Оба автора нашли, что действительно существует переходная длина волны, которая, однако, не постоянна, а зависит от шероховатости и напряжения. (В случае $n = 1$ теория Вертмана дает тот же результат.) Они также получили, что величина u_b пропорциональна величине $\tau^{(n+1)/2}$. В случае ледникового ложа со спектром типа белого шума (но не в случаях ложа со спектром другого типа) это соотношение такое же, какое следует из уравнения (7.5). Соотношение между скоростью скольжения и шероховатостью отличается от соотношения по теории Вертмана. Ллибутри, например, нашел что величина u_b пропорциональна $m_0^{(n+3)/2}$.

Анализ предположений

Теперь мы рассмотрим, насколько реалистичны предположения, лежащие в основе изложенных теорий.

1. Мы располагаем убедительными свидетельствами того, что поверхность раздела между чистыми льдом и твердой горной породой не

столь уж тонка. Ледники вряд ли эродировали свое ложе, если бы придонные слои льда были чистыми. В тех местах, где удается исследовать ложе ледников умеренного типа, обычно обнаруживают слои льда толщиной до нескольких метров, с включенными в них в большом количестве обломками горной породы. Этот обломочный материал, включенный в лед, создает трение о ледниковое ложе и абрадирует его. Кэм и др. [264] по исследованиям условий скольжения ледника Голубого заключили, что такое трение ответственно приблизительно на 30% диссипируемой энергии. Боултон и Вивиан [65] по наблюдениям в туннеле, проложенном под ледником Аржантьер, установили, что валуны во льду движутся значительно медленнее, чем сам лед. Они также заметили, что валуны, продвигаясь вперед, кроме того, вращаются между льдом и ледниковым ложем. Как следствие этих процессов теоретическая скорость скольжения оказывается завышенной. Боултон и др. [66] на леднике Аржантьер поместили на ледниковое ложе датчики напряжений. Они наблюдали флуктуации нормального и касательного напряжений, но эти флуктуации никак не были связаны с изменением скорости скольжения, они вызывались движением больших обломков, следующих на своем пути мимо датчиков. Касательное напряжение зависит от концентрации обломков во льду, что в теориях не рассматривалось. Морленд [348] теоретически проанализировал, как трение обломочного материала, включенного в лед, влияет на скорость скольжения; при этом он предположил, что профиль ложа синусоидален и что лед ведет себя, подобно ньютоновской вязкой жидкости.

2. В некоторых местах тонкой водной пленки между льдом и ледниковым ложем может и не быть, например на выступах горной породы. Робин [454] предположил, что могут существовать пятна придонного льда, находящиеся при температурах чуть ниже точки плавления. Такие пятна могут образоваться, когда лед выдавливает воду, образующуюся в нем в результате таяния под давлением, что местами и наблюдалось. Таким образом, лед теряет некоторую часть возможных источников тепла. Изменения давления воды также могут привести к тому, что пятна льда временно примерзают к ложу, что понижает общую скорость скольжения.

3. Со стороны обращенных вниз по течению выступов ледникового ложа без сомнения могут образовываться углубления, заполненные воздухом или водой. Это ограничивает применимость изложенных теорий, основанных на предположении, согласно которому лед и лед-

никовое ложе разделены лишь тонкой пленкой воды. Теории, учитывающие влияние пустот, будут описаны ниже.

4. Спектр рельефа ледникового ложа типа белого шума нереалистичен. Действительно, если бы спектр принадлежал к этому типу, не было бы характерной для этого случая картины радиосигналов, (гл. 5), поскольку нормальные к различным частям ледникового ложа лучи всегда бы гасили друг друга.

5. В рассмотренных теориях использовали стандартную теорию режеляции, согласно которой скорость процесса определяется теплопроводностью выступов на ледниковом ложе и льда. Однако Дрейк и Шрив [121] на классическом эксперименте по режеляции, в котором нагруженная проволока продвигалась через ледяной блок в результате таяния под давлением на передней части блока и повторного замерзания на задней, показали, что наблюдаемая скорость составила лишь одну сотую от предсказанной.

6. Придонные слои льда обычно отличаются от остального льда размером зерен, содержанием воздушных пузырей, концентрацией примесей и степенью загрязнения, что меняет их механические свойства, но как именно, еще не вполне ясно (гл. 3). Более того, для течения придонного льда может иметь значение переходная стадия ползучести, поскольку при обтекании льдом выступов на ледниковом ложе меняются напряжения. Поэтому в теории скольжения не оправдано использование стандартных значений параметров реологического закона.

7. В рассмотренной теории отмечена непоследовательность, заключающаяся в том, что не все физические процессы учтены. Так, вычисляемая в рамках теории толщина слоя воды, образованной в процессе режеляции, на некоторых частях ледникового ложа специальной формы становится отрицательной [383].

8. Перед отступающими ледниками на дистальных сторонах небольших выступов широко распространены в виде тонких пленок кальциты и силикаты [173]. Они вымораживались из режеляционной воды, когда та вновь замерзала на обращенных вниз по течению сторонах выступов. Эти примеси понижают в таких местах температуру и тем самым понижают скорость переноса тепла к направленным вверх по течению сторонам выступов. Чтобы учесть это обстоятельство, Халлет [173] модифицировал теорию Ная.

Сравнение теории с данными наблюдений

Кэм [257] рассмотрел результаты девяти измерений скорости скольжения; из них четыре были проведены в туннелях, а остальные – в буровых скважинах. Во всех случаях он использовал реологический закон, вычисляя касательное напряжение на ложе по измеренным в придонном льду скоростям деформации. Затем он, согласно своей теории, вычислял ту шероховатость, которая бы дала измеренную скорость скольжения. Почти во всех случаях вычисленная шероховатость оказалась в 2 – 4 раза ниже измеренной шероховатости типичной подстилающей поверхности.

Халлет [174] провел спектральный анализ профилей поверхностей перед отступающими ледниками и затем вычислил шероховатость. Для типичного касательного напряжения на ледниковом ложе в 100 кПа по теории Ная скорость скольжения меньше 1 м/год, что намного ниже многочисленных измерений скоростей скольжения.

Гораздо большее значение, чем указанные количественные неточности, имеет другой недостаток теорий: он состоит в том, что, согласно теориям, скорость скольжения по данному ложу постоянна, если только постоянно касательное напряжение на ложе. Следовательно, с позиций этих теорий нельзя объяснить многочисленные наблюдения короткопериодических изменений поверхностной скорости. Например, Икен [242] на нескольких ледниках в Альпах наблюдала в течение лета значительные флуктуации скорости. В одном случае скорость за два дня возросла в пять раз. Кроме того, наблюдаются суточные изменения скорости, которые не могут быть результатом изменений скорости деформации льда, поскольку толщина льда и наклон поверхности не могут заметно измениться за столь короткий интервал времени. Естественно предположить, что эти изменения должны быть отражением изменений скорости скольжения, что наиболее приемлемым способом объясняется изменениями в слое воды на ледниковом ложе.

Отделение льда от ложа

Как объяснялось выше, сжимающее напряжение $P_0(x, y)$, вызванное действием ледникового ложа на ледник, должно иметь среднее значение, равное весу ледника. Чтобы компенсировать компоненту веса, параллельную среднему наклону ледникового ложа, величина $P_0(x, y)$ должна меняться от точки к точке, приобретая большую величину на

направленных вверх по течению сторонах выступов и низкую – на противоположных сторонах. Если эти флуктуации достаточно велики, на направленных вниз по течению сторонах выступов величина $P_0(x, y)$ становится растягивающим напряжением, в результате чего лед отделяется в таких местах от горной породы и образуются пустоты. При таком обосновании предполагается, что давление в подледниковой водной пленке равно атмосферному. Многие наблюдения за скольжением ледников проводились в таких заполненных воздухом пустотах.

Могут также образовываться пустоты, заполненные водой. Согласно предположениям в рассмотренных выше теориях скольжения, придонная водная пленка состоит в основном из той воды, которая образуется на направленных вверх по течению сторонах выступов в результате плавления под давлением. Однако и вода с поверхности ледника также может достигнуть его ложа, проникая по каналам во льду и стекая по бортам долины. Поэтому давление P_w в подледниковой воде может быть выше атмосферного. В любом месте, где P_0 меньше P_w, вода может пробить себе путь между льдом и ледниковым ложем и заполнить пустоты. Наиболее вероятны места образования пустот – места возле обращенных вниз по течению сторон выступов, поскольку там P_0 относительно низко. Таким образом, возможность разделения льда и горной породы определяется эффективным нормальным сжатием $N = P_0 + P - P_w$, где P – атмосферное давление. Вероятно, пустоты образуются тогда, когда P_w велико, а среднее значение P_0 мало, что происходит в тех местах, где ледниковое ложе крутое, а лед тонкий. Кэм [257] полагает, что, если наклон поверхности ледника превосходит 15°, как это бывает на ледопадах, пустоты будут образовываться, даже если $P_w = 0$. Он полагает далее, что для более типичных наклонов в несколько градусов критическое значение P_w равно приблизительно половине веса вышележащего льда. По данным наблюдений на леднике, мощностью в несколько десятков метров, уровень воды в буровых скважинах, достигающих ложа, всего лишь на несколько метров ниже поверхности. Отсюда следует, что P_w часто превосходит свое критическое значение.

Пустоты со стороны направленных вниз по течению выступов понижают трение между льдом и ложем и поэтому увеличивают скорость скольжения. Более того, изменения давления подледниковой воды могут служить объяснением короткопериодических флуктуаций

скорости. Ллибутри [296, 302, 309] постоянно подчеркивал большое значение заполненных водой пустот при скольжении ледников. Он считает, что лишь образованием пустот можно объяснить скорость скольжения, превышающую 20 м/год.

Таким образом, скорость скольжения должна зависеть от эффективного нормального давления N на ложе ледника по крайней мере в такой же степени, как и от касательного напряжения на ложе и его шероховатости. Соотношение такого типа получил Ллибутри [302] на основе сложного теоретического анализа. Он моделировал ледниковое ложе в виде наложенных друг на друга четырех синусоидальных волн с одинаковой шероховатостью (равной a/λ, где a – амплитуда и λ – длина волны) и с амплитудами, убывающими в геометрической прогрессии. Он использовал степенной реологический закон. Впоследствии Ллибутри [309] отказался от этой модели в пользу другой модели, в которой ложе представлено в виде плоскости с полусферическими выступами произвольного радиуса, лежащего в заданных пределах. Автор модели показал, что при наличии пустот подходящей мерой шероховатости ложа служит не используемая Наем и Кэмом спектральная плотность энергии, а скорее так называемая *функция экранирования*. Определяя эту функцию, введенную для анализа отражения радиоволн [490], исходят из того, что луч света, направленный под углом θ на шероховатую поверхность, освещает лишь некоторую ее часть, в то время как другая ее часть остается в тени выступов. Функция экранирования $s(\theta)$ есть вероятность освещения лучом случайно выбранной точки поверхности. Если своды всех пустот имеют один и тот же угол наклона θ, величина $s(\theta)$ будет равной той доле площади ледникового ложа, которая имеет контакт с движущимся льдом. Остальная часть его на скольжение не влияет. Ллибутри также рассмотрел ледниковое ложе с выступами с одинаковой длиной волны, но с различными амплитудами. Анализ всех этих моделей ледникового ложа привел к некоторым соотношениям между u_b, τ_b, N и характеристиками ледникового ложа. Для самой последней модели это соотношение следующее:

$$\tau_b = sk_1 u_b^{2/(n+1)} + NF + k_2 u_b^{1/n}, \qquad (7.10)$$

где k и k_2 – постоянные, F – некоторая функция θ, величины s и среднеквадратического наклона тех выступов, которые имеют за собой пустоты. Наклон свода θ предполагается постоянным для всех

выступов. Первое слагаемое в правой части соотношения (7.10) отражает скольжение без кавитации за счет режеляции и пластического обтекания выступов, второе отражает влияние пустот, а третье добавлено для учета пластического обтекания очень больших выступов.

Вертман [545] также рассматривал, как наличие воды на ледниковом ложе может влиять на скорость скольжения льда. Он первый обратил внимание на однородный слой воды на нем, а не на воду в пустотах, как это делали большинство авторов. Этот слой покрывает небольшие выступы и тем самым понижает эффективную шероховатость ледникового ложа. Вертман предположил, что толщина водяного слоя может меняться со временем сообразно скорости поступления воды на ледниковое ложе. Чем больше толщина водяного слоя, тем больше выступов оказываются затопленными и тем быстрее скользит ледник. Однако, если толщина придонного водяного слоя становится гораздо больше толщины того водяного слоя, который вследствие таяния льда находится под давлением на направленных вверх по течению сторонах выступов, такой слой начинает препятствовать процессу режеляции [384]. Чтобы разрешить эту проблему, Вертман [552] предположил, что вследствие шероховатости ледникового ложа слой воды по толщине неоднороден. Он предположил также, что в результате избытка давления, действующего на направленные вверх по течению стороны выступов, вода с ложа уходит и толщина водяного слоя уменьшается до той, которая определяется таянием под давлением. Однако не вполне ясно, как соотносится эта концепция с предложенной Ллибутри моделью ледникового ложа, содержащего пустоты, заполненные водой и соединенные между собой небольшими каналами.

В гл. 8 процесс течения воды по ледниковому ложу будет рассмотрен детально. Процесс режеляции, геотермальное тепло и тепло, возникающее в результате трения, – все это приводит к появлению воды на ложе. Кроме того, вода может достигать ледникового ложа, поступая как с поверхности ледника, так и образующаяся в его теле вследствие диссипации энергии движения. Эта вода достигает ледникового ложа по большим каналам, таким как ледниковые мельницы, и по сети межкристаллических пустот. Если, как это часто бывает, ледниковое ложе проницаемо для воды, она может течь по поверхности раздела лед – ложе или же уходить с нее по трещинам в

ложе. Если бóльшая часть воды не уходит по этим трещинам она должна течь по ложу. Эта вода меняет эффективную шероховатость ложа и, следовательно, меняет скорость скольжения льда. Даже если общее количество воды остается постоянным, ее распределение по ледниковому ложу, вероятно, меняется во времени. Хотя течение воды по ложу и является неотъемлемой частью процесса скольжения, это еще никогда не учитывалось в теориях должным образом.

Сравнение теории с данными наблюдений

Ходж [206] изучал в течение двух лет на леднике Нискуолли изменение скорости скольжения. Для этого он измерял поверхностную скорость и на основе реологического закона по измерениям толщины льда и наклона поверхности вычислял дифференциальную компоненту скорости и как разность этих двух компонент получал скорость скольжения. Ледник Нискуолли крутой и тонкий; скольжение — основная компонента его движения. В июне, приблизительно за месяц до максимального стока воды с ледника, скорость скольжения — самая большая. Скорость скольжения, вообще говоря, не связана с количеством воды на ледниковом ложе. Наиболее вероятной причиной этого служат изменения давления подледниковой воды. В течение зимы, когда талой воды в леднике мало или нет совсем, лед стремится заполнить пустоты и дренирующие каналы в теле ледника. Следовательно, первая же талая вода заполняет небольшие пустоты, отчего давление воды увеличивается. В течение лета пустоты и дренирующие каналы разрастаются, давление воды падает и достигает минимума в августе, когда на леднике прекращается таяние. Однако в других работах высказывалось предположение, что давление воды остается высоким и зимой [323, 65].

Икен и др. [243] наблюдали, как ледник Унтераар в начале сезона таяния поднялся вертикально на высоту 0,6 м. После этого он в течение трех месяцев опускался на то же расстояние приблизительно с постоянной скоростью. Можно предположить, что причиной этого подъема послужило увеличение количества воды, скопившейся в пустотах на ледниковом ложе. Скорость скольжения была самой большой во время максимальной скорости подъема, которое последовало за возрастанием скорости таяния.

Боултон и Вивиан [65] на леднике Аржантьер измерили скорость скольжения и давление придонной воды. Максимальное давление было 2 МПа. В течение зимы давление придонной воды оставалось доволь-

но устойчивым на уровне 1 МПа. Летом наблюдалось суточное колебание давления – от 1,2 МПа между 14 и 17ч до 0,7 МПа между 8 и 9ч. Скорость скольжения менялась от 0,8 м/сут при высоком уровне давления до 0,4 м/сут при его низком уровне. Скорость скольжения указанные авторы измеряли в сухой полости близ начала ледопада. Однако эти флуктуации могли отражать изменения скорости скольжения расположенных выше частей ледника, где на ложе имелась вода. С другой стороны, эти изменения скорости могли быть вызваны и иными неизвестными причинами, не имеющими отношения к давлению воды. Вивиан и Боке [525] в той же полости провели короткопериодические измерения скорости. Они обнаружили, что движение происходило скачками: скольжение останавливалось на периоды до трех дней.

Халлет [175] обнаружил перед отступающими ледниками обширные площади, покрытые отложениями кальцитов или бороздами, которые получились в результате их растворения. Эти отложения образовались под ледником, когда режеляционная вода повторно замерзала. Халлет интерпретировал эти факты как свидетельство существования почти непрерывной пленки подледниковой талой воды. Он оценил, что ее обычная толщина была порядка 1 мкм, но иногда она возрастала в 100 раз, что говорит в пользу предположения Вертмана об утолщении водной пленки, возникающем вследствие высокой скорости таяния на поверхности.

Эти наблюдения некоторым образом оправдывает те соображения, которые лежат в основе теории скольжения без кавитации. Однако они же указывают и на некоторые пока до конца не понятные аспекты скольжения.

Эксперименты в буровых скважинах

Наблюдения в туннелях дают ценную информацию о скольжении ледников. Однако туннели обычно прокладывают в тонком льду и в тех местах, где им не грозит затопление подледниковыми потоками. Только буровые скважины дают возможность наблюдать скольжение при типичной толщине льда и наличии воды на ложе. Однако для этого необходимо преодолеть значительные технические трудности. Более того, скважины могут менять условия на ложе.

Энгельгардт и др. [128] в семи скважинах на леднике Голубом измеряли скорость скольжения и исследовали условия на ледниковом ложе. Во всех случаях термобурение застопоривалось в придонном

слое загрязненного льда, толщина которого менялась от 0,1 до 16 м. Заканчивали скважины путем механического бурения. Обломки породы извлекали со дна скважин или с помощью всасывающего насоса, или вычерпывая их. Фотографии нижних частей скважин позволили утверждать, что при указанном методе бурения ледниковое ложе было достигнуто, с их помощью измеряют скорость скольжения.

Основные наблюдения и выводы следующие.

1. Скважины при термобурении никогда не достигают ледникового ложа. Поэтому скорость скольжения, вычисляемая по измерениям поверхностной скорости и наклона термобуровых скважин, оказывается завышенной. Это относится почти ко всем получаемым таким путем скоростям скольжения.

2. Измеренная скорость скольжения лежала в интервале от 3 до 30 мм/сут при ее среднем значении 10 мм/сут, что значительно меньше поверхностной скорости, равной 150 мм/сут.

3. Отклонение направления скольжения от направления поверхностного течения достигало 30°.

4. Величина и направление скольжения менялись во времени.

5. Между нижней поверхностью ледника и подстилающим лед ледниковым ложем имелся слой гравия, пропитанный водой, но частично или полностью свободный ото льда. Мощность этого слоя была порядка 0,1 м. Иногда слой гравия волочился вышележащим льдом, иногда оставался более или менее на месте; он также испытывал внутренние деформации, а движение вперед крупной гальки сопровождалось вращением, если она оказывалась зажатой между льдом и ледниковым ложем.

6. Наличие слоя гравия показывает неприемлемость сделанного в теоретическом анализе предположения о тонкости поверхности раздела лед – ледниковое ложе.

7. В некоторых скважинах между льдом и слоем гравия была щель в несколько десятков миллиметров. В таких местах скорость скольжения была самой большой.

8. Давление подледниковой воды определялось уровнем воды в скважинах. Это давление равнялось атмосферному в тех местах, где толщина льда равнялась 120 м. В тех же местах, где лед был более толстым (265 м), минимальное давление на 1 МПа превышало атмосферное. На следующий день после сильного дождя временами давление возрастало еще на 0,6 МПа. Однако во всех случаях давление воды оставалось намного ниже давления, равного 2,4 МПа [263].

9. Касательное напряжение на ледниковом ложе вычисляли с помощью реологического закона по скоростям деформации в нижней части скважины. Скорости деформации в свою очередь определяли по измерениям наклона скважины. Касательное напряжение на ледниковом ложе оказалось аномально низким там, где лед был отделен от слоя гравия. Оно же было аномально высоким в тех местах, где зафиксировали самую большую скорость скольжения.

Данные наблюдения показали, что условия на ледниковом ложе не соответствуют тем предположениям, на которых основаны современные теории скольжения. Эти наблюдения также наводят на мысль, что скольжение имеет не такое большое значение, какое компонента движения ледника, как полагали раньше. Остается открытым вопрос можно ли считать данные наблюдения типичными. Измеренные скорости скольжения аномально низки (табл. 5.1). Более того, на леднике Голубом на одних и тех же метках скорость скольжения летом была "быть может чуть больше среднегодовой скорости, но на самом деле нет никаких оснований утверждать, что это так" [336]. Наоборот, скорость почти всех ледников умеренного типа возрастает летом как результат их скольжения. Без сомнения, скольжение – главная компонента течения на ледопадах, на выводных ледниках в Гренландии и Антарктиде и во время ледниковых подвижек.

Выводы и виды на будущее

К настоящему времени установлены следующие особенности процесса скольжения.

1. Лед обтекает выступы на ложе в результате режеляции и пластического течения.

2. На скорость скольжения влияет вода на ложе, имеющаяся там в добавок к той, которая продуцируется режеляцией.

3. Для скольжения при относительно высоких скоростях имеют значение заполненные водой пустоты, расположенные со стороны выступов, направленных вниз по течению.

4. Трение между ледниковым ложем и обломочным материалом во льду понижает скорость скольжения заметно ниже того уровня, который можно было бы ожидать, если бы поверхность раздела между льдом и ледниковым ложем была тонкой.

5. Во многих местах между льдом и ледниковым ложем залегает слой гравия; это тоже понижает скорость скольжения.

С точки зрения проблемы течения ледников ни одна из существующих в настоящее время теорий не дает реалистических граничных условий на ледниковом ложе. Почти во всех теориях их авторы не учитывают влияние кавитации. Если процесс образования пустот все же принимают во внимание, то он вводится *ad hoc*, и при этом давление придонной воды рассматривают как некоторую независимую переменную, значение которой определяют по результатам наблюдений. Ни в одной из существующих теорий не принимают во внимание слой гравия между льдом и ледниковым ложем. В исчерпывающей теории скольжения должны будут учтены физические законы скольжения, включены теории трения между твердыми телами во льду, течения воды по ледниковому ложу, образования пустот и процессов в слое гравия.

Построить такую сложную теорию будет крайне трудно. Чтобы продвинуться в этом направлении, очень важно получить новые экспериментальные данные о процессах на ледниковом ложе. В дополнение к сказанному необходимо провести одновременные измерения скорости скольжения, давления подледниковой воды и разделение льда и ледникового ложа. Все эти измерения следует проводить в одном и том же месте в течение такого периода времени, который позволит увидеть, как меняется скорость с изменением других параметров. Кроме того, желательны новые измерения характеристик шероховатости подстилающей породы, недавно освободившейся ото льда.

Дополнительная литература

Труды симпозиума: "Ледниковое ложе: поверхность раздела лед – горная порода" .J. Glaciol., **23**, 1973 – несколько статей и дискуссия, касающаяся скольжения ледников, в частности обзора современных теорий и нерешенных проблем [557].

8. Гидрология ледников

...Где Альф бежит, поток священный,
Сквозь мглу пещер гигантских, пенный...
*Колридж. Кубла хан**

Введение

Гидрология ледников – учение о течении воды внутри и на ложе ледников имеет важные практические применения:

1. Реки, питаемые ледниками, вносят большой вклад в водные ресурсы сельского хозяйства в таких районах, как Канадские прерии и республики Средней Азии ; аналогичные реки имеют значение для электростанций во Франции, Швеции и Норвегии. По сравнению с другими типами рек сток рек ледникового питания отличается сильными суточными колебаниями и летним максимумом. Ледники, по существу, служат водохранилищами, которые в холодное лето накапливают воду в твердой фазе, а в сухое жаркое лето, когда воды из других источников не хватает, отдают ее в большом количестве. Такое регулирование к тому же и долговременное; средний годовой сток реки, питаемой ледником, измеренный в период его отступания, превышает количество воды, когда ледник наступает. Чтобы можно было прогнозировать течение потоков, питаемых ледниками, следует понять процессы аккумуляции и абляции (гл. 4) и гидрологии ледников.

2. В Альпах и Норвегии для подачи воды на электростанцию под ледниками прокладываются туннели. Выбор местоположения зависит от знания характера течения воды под ледником: протекает ли вода в тонких слоях или по немногим большим каналам?

3. В Исландии, Перу и других странах большой вред приносят внезапные прорывы подпруженных ледниками озер и воды, накопившейся внутри ледников, и связанные с ними сели. Предсказание таких бедствий становится все более необходимым в связи с тем, что, например, на Аляске и в Западной Канаде железные дороги и нефтепроводы проложены близ ледников.

Мы также должны знать, как вода течет по ложу ледника, чтобы понять две главные неразрешенные проблемы в гляциологии: деталь-

---

* *Пер. К.Д.Бальмонта.* – В кн.: Колридж. Стихи, М.: "Наука", 1974.

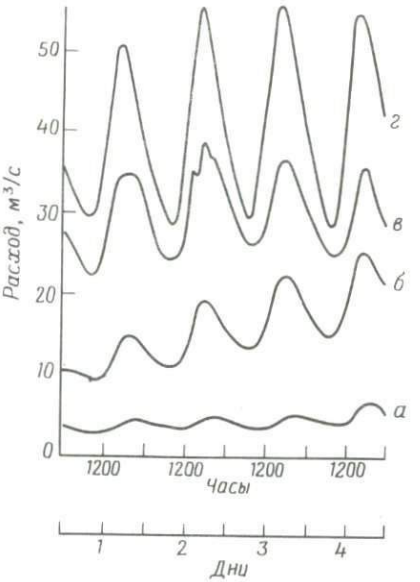
ный механизм скольжения ледника (гл. 7) и причины и механику ледниковых пульсаций (гл. 13). Результаты изучения гидрологии ледников, имеющей дело с течением воды вниз через ту же воду в твердом состоянии, могут объяснить причины течения расплавленной породы вверх сквозь твердую породу мантии Земли.

Поверхностные талые воды имеют особенно большое значение в ледниках умеренного типа. Летом вода течет по поверхности льда по сети каналов, напоминающей обычную речную систему. Некоторая часть воды стекает по краям ледника или у его конца, но много воды просачивается в ледник через трещины и вертикальные отверстия, называемые *ледниковыми мельницами*, которые обычно формируются в тех местах, где поток уходит в трещину. Вода вытекает из-под конца ледника в виде одного или нескольких больших потоков. Уяснение путей движения воды внутри ледника – главная задача гидрологии ледников.

Эта проблема может быть разрешена двумя путями: 1) выводами из данных полевых наблюдений за течением воды в потоках, опытов с мечеными потоками и некоторыми другими путями и 2) теоретическим анализом. Ниже опишем все эти способы, затем рассмотрим внезапный прорыв озер, подпруженных ледниками, и закончим главу кратким описанием течения воды в ледниках, в которых лед находится ниже точки плавления; все остальное содержание главы относится к ледникам умеренного типа.

Наблюдения за течением воды в ледниках

Гидрографы рек, питаемых ледниками, дают некоторое представление о движении воды в ледниках (см., например, [334, 322, 127]). На рис. 8.1 приведены типичные гидрографы для хорошей летней погоды. Расход (объем воды, протекающей за единицу времени) имеет заметные суточные колебания, наложенные на подледный сток, изменяющийся более медленно. Максимальный расход приблизительно в два раза превышает минимальный. Пик расхода наступает на несколько часов позже пика таяния, но с течением лета ежедневные подъемы и спады расхода становятся более быстрыми, а отставание во времени уменьшается. Средний суточный расход обычно достигает максимума в конце июля или начале августа. Когда таяние приостанавливается из-за летних снегопадов, суточные колебания расхода прекращаются и подледный сток ослабевает (рис. 8.2.). Когда таяние вновь начинается, требуется несколько дней на то, чтобы основной сток достиг прежней величины. Вода течет и зимой; в это время

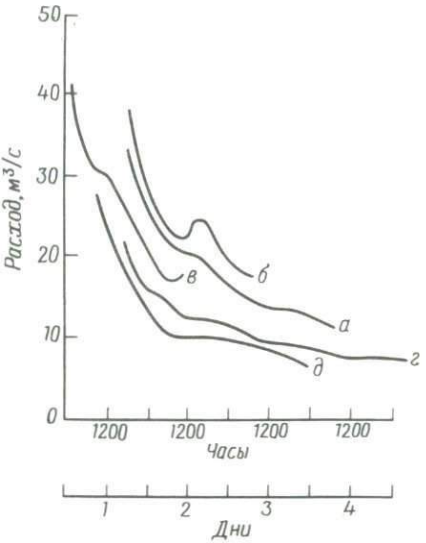


Р и с. 8.1. Гидрографы стока с ледникового бассейна Церматт (Швейцария) в хорошую погоду летом 1959 г.
а — 17 — 20 мая; *б* — 14 — 17 июня; *в* — 23 — 26 июня; *г* — 19 — 22 июля [127].

суточных колебаний нет, а основной сток, по-видимому, становится сравнимым с объемом воды растаявшей от внешнего по отношению к леднику тепла — геотермического и тепла от трения.

Из анализа данных гидрографов Эллистон [127] сделал заключение, что на леднике Горнер по крайней мере половина стаявшей воды расходуется за один день. Ланг [286] нашел, что для наиболее тесной корреляции между суточным расходом и температурой воздуха необходим сдвиг во времени. Он сделал вывод, что на Алечском леднике в начале лета это отставание составляет в среднем 2 — 3 дня, а в августе и сентябре — лишь один день. Эти данные выведены по среднему времени добегания воды для всего бассейна, но они ничего не говорят о том, где происходит наибольшая задержка талой воды.

Время добегания может быть определено по краске, разлитой по поверхности области аккумуляции и поступившей в ледниковые мельницы в области абляции, появившейся в потоке у конца ледника. Ряд исследователей [27, 43] определили это время на леднике Хин-



Р и с. 8.2. Гидрографы стока с того же бассейна, что и на рис. 8.1, после летних снегопадов.
а — 29 июня — 2 июля 1959 г.; *б* — 30 июля — 1 августа 1959 г.; *в* — 26 — 28 июня 1960 г.; *г* — 4 — 8 сентября 1960 г.; *д* — 17 — 19 сентября 1960 г.

терайсфернер: краска из верхней части области аккумуляции впервые появилась у конца ледника спустя 10 дней, а с максимальной концентрацией — через 17. В подобных экспериментах, проводившихся незадолго до начала плохой погоды, краска не обнаруживалась. Время добегания от нижней части области аккумуляции составило 20 часов, а от области абляции — от 0,5 до 3 часов. Таким образом, наибольшее замедление происходит в снеге и фирне; скорости течения воды через лед были сравнимы со скоростями в открытом канале. Криммел и др. [278] измерили подобные скорости на Южном Каскадном леднике.

Стенборг [495] исследовал задержание воды на леднике Микка. Он сравнил расход из потока у конца ледника с таянием, рассчитанным по уравнениям регрессии, связывающим таяние с измеренными метеорологическими параметрами. До середины июля таяние превышало расход излишек составлял около 25% суммарного летнего стока. С середины июля до начала августа расход превышал таяние; это значит, что ледник отдавал воду, накопленную летом ранее. В конце

лета расход и таяние были приблизительно равны. Тенгборн и др. [499] обнаружили превышение летнего расхода с бассейна Южного Каскадного ледника над измеренной абляцией на 38%. Это также служит свидетельством того, что ледник отдавал воду из своих запасов.

Стенборг утверждает, что, хотя большая часть воды сохраняется в фирне и талом снеге, некоторая ее часть наполняет пустоты во льду. Резкие подъемы, видные на гидрографах, служат дополнительным доказательством в пользу задержания воды в пустотах внутри ледника. Матьюс [322] наблюдал это на леднике Атабаска. Прорывы прерывают нормальный суточный цикл и независимо от условий погоды. В некоторых случаях требуется всего один-два дня, чтобы расход достиг максимума, который сохранялся выше среднего в течение недели. По наблюдениям, проводившимся в течение 13 летних сезонов, отмечено по крайней мере 10 паводков, превышавших $25 \cdot 10^4$ м^3 и множество меньших. Вокруг ледника Атабаска нет озер, подпруженных льдом, поэтому вода должна была накопиться внутри льда. Опустошение одной полости размером, соответствующим большим паводкам, могло бы быть причиной оседания поверхности; однако этого никто не наблюдал, поэтому во льду должны быть многочисленные небольшие полости.

Наполненные водой полости встречаются при бурении и прокладке туннелей в ледниках [172, 135, 411]. Полость, наблюдаемая Фишером, имела, по его оценке, объем 1350 м^3. Некоторые исследователи отмечали, что при бурении бур случайно свободно падает на расстояние до 1 м даже на глубине 200 м и более. Это приписывают тому, что бур проходит пустоту или полость. Они должны быть заполнены водой, так как на таких глубинах лед быстро заполнил бы воздушные пустоты.

Давление воды в ледниках

Когда на ледниковом ложе скапливается воды больше, чем может стечь, создается давление воды, которое частично противодействует весу ледника. Давление воды на ледниковом ложе служит важным параметром в некоторых теориях скольжения льда. Подледниковая вода, возможно, играет также главную роль в ледниковых пульсациях. Многие ледники подстилаются слоем неуплотненных осадков, залегающих на водонепроницаемом твердом ложе. Высокое давление воды в порах осадочных пород уменьшает их сопротивление сколу настолько, что они легко деформируются [325]. Поэтому измерения подледного давления воды имеют большое значение.

Матьюс [323] в руднике, который разрабатывался под ледником Южный Ледук, измерил давление воды у конца шахты, достигавшей основания этого ледника. По тому, как давление воды меняется со временем, Матьюс заключил, что свободная гидравлическая связь между поверхностью ледника и его ложем обеспечивается системой больших проходов. Это исключает другие возможности – что водная система у основания ледникового ложа отделена непроницаемым слоем от воды в трещинах и ледниковых мельницах близ поверхности или что течение небольшого количества воды вдоль стенок кристаллов льда обеспечивает лишь очень слабую связь. Наблюдения показали периоды устойчивого давления воды со слабыми суточными изменениями, прерываемые сильными и резкими повышениями давления, связанными с быстрым таянием или сильным дождем. Среднее давление воды зимой было выше, чем летом. Бултон и Вивиан [65] измеряли давление воды в полости под ледником Аржантьер. Летом давление колебалось от минимума около 0,7 МПа между 8 и 9 ч. до максимума около 1,2 МПа между 14 и 17 ч. В течение остального года давление оставалось постоянным около 1 МПа. Давление вышележащего льда было около 1 МПа.

Поскольку случаи, благоприятные для непосредственных измерений на ледниковом ложе редки, давление воды у ложа определяют по уровню воды в скважинах. Этот способ точен, если скважина достигает твердого ледникового ложа и соединяется с системой подледных каналов. Кроме того, уровень воды в скважине соответствует подледниковому давлению воды лишь при постоянном этом давлении. Если оно быстро меняется, сказывается вязкость, и уровень воды тогда зависит от диаметра скважины. Уровень воды в ряде скважин, связанных с системой подледных каналов, определяет пьезометрическую поверхность ледникового ложа. (Гидрологи используют это понятие для обозначения поверхности, до которой вода поднимается под гидростатическим давлением в колодцах и родниках.) Ходж [207, 208] провел такое исследование на Южном Каскадном леднике. Уровень воды в его скважинах во время бурения менялся слабо, но внезапно упал, когда скважина соединилась с подледной водной системой. Вероятность того, что скважина, достигнув дна, соединится с этой системой, от года к году менялась. В первые два года таких скважин было 8 из 13, но в другие годы их число снизилось лишь до 3 из 14 и 1 из 10. Рётлисбергер и др. [463], использовав взрывчатку в скважинах, получили соединение с подледной водной системой во всех случаях. Они установили, что летом уровень воды за день изменяется на 100 и более метров. Средний уровень ряда скважин колебался

в соответствии с поступлением талой воды с поверхности, но в течение нескольких дней вновь восстанавливался первоначальный уровень. Средние уровни были наивысшими в начале сезона таяния, когда давление воды у ледникового ложа могло быть равным или даже местами несколько превышать давление толщи льда.

Для фирна, т.е. пористой среды, можно считать, что уровень воды в скважинах определяет *зеркало воды*, связанное с глубиной, на которой фирн становится насыщенным водой. Шоммер [470] в течение лета измерял уровни воды в скважинах на Алечском леднике – они были от 12 до 25 м ниже его поверхности. Он наблюдал также, что в конце лета вода из скважин уходит. Это позволяет предполагать, что зимой фирн в значительном количестве воды не содержит.

Обсуждение результатов наблюдений

На основании описанных выше наблюдений представляется следующая картина внутри- и подледной водной системы в ледниках умеренного типа. В течение сезона таяния ледник действует как резервуар, который ежедневно наполняется талой водой, постоянно вытекающей потоками у его конца. В леднике содержится в значительном количестве свободная вода. Хотя много воды в снеге и фирне, но во льду также много воды в его трещинах, ледниковых мельницах и полостях. Некоторые из них изолированы, по крайней мере временно, в то время как другие связаны системой каналов. До тех пор пока в каналах и трещинах есть достаточно воды, они не могут быть заполнены льдом. Они заполняются им в течение зимы и постепенно вновь освобождаются ото льда талой водой с начала следующего лета. В течение этого периода некоторая часть воды задерживается, потому что каналы слишком малы, чтобы они могли пропустить всю тающую воду. За лето система каналов развивается, так как талая вода, увеличиваясь в количестве, расширяет старые каналы и образует новые. Таким образом, время, за которое вода расходуется в леднике, и отставание от времени между максимумом таяния и максимумом стока уменьшаются. В течение этого периода первично изолированные полости также соединяются в общую дренажную систему, и со временем сток начинает превышать таяние. Резкие подъемы на гидрографах потоков, вытекающих из ледников, возможно, являются результатом освобождения от воды серии до того изолированных полостей, например при последовательном разрушении барьеров между рядом наполненных водой трещин.

Давление воды определяется поступлением воды и сопротивлением каналов ее течению. Суточные колебания давления и его повышения, наблюдаемые после дождей или сильного таяния, должны вызываться изменениями количества воды, так как каналы не успевают расшириться. С другой стороны, высокое давление зимой – результат уменьшения размеров каналов; когда заканчивается поверхностное таяние, лед при своем течении начинает их закрывать.

В следующих разделах при теоретическом рассмотрении эти представления будут выражены более точно.

Проницаемость льда между зернами в ледниках умеренного типа

Может ли вода проходить сквозь лед ледников умеренного типа через сеть промежутков между зернами? Интерес к этому вопросу, впервые поставленному в XIX в., в последнее время возродился. Течение воды между зернами – это один из путей, по которому поверхностная талая вода могла бы достигнуть ледникового ложа. Оно также может вымывать примеси изо льда и отводить талую воду, образующуюся вследствие выделения тепла внутренних деформаций.

Ллибутри [229, с. 112, 113] подвел итоги прежних исследований. Из наблюдений следует, что краска может проходить через лед (особенно если в нем нет воздушных пузырьков) там, где лед находится в состоянии растяжения, как на трещиноватых участках, но не там, где лед испытывает сжатие.

Най и Фрэнк [387] рассмотрели те возможные места, где вода может быть в чистом поликристаллическом льде, когда она находится в равновесии при температуре плавления. Предпочтительное положение этих мест зависит от очень слабого изменения в точке плавления, вызываемого кривизной поверхности между льдом и водой. Рассмотрение относительных поверхностных энергий на поверхностях лед – лед и лед – вода показали, что вода содержится в прожилках треугольного сечения в промежутках между тремя зернами. Далее, эти прожилки соединяются в промежутках между четырьмя зернами, формируется соединительная сеть каналов. Наблюдения льда под микроскопом подтвердили, что такая сеть существует. Най и Фрэнк вывели зависимость между q – объемом воды, текущей в сети прожилок через единицу площади ледника в единицу времени, и f – долей объема ледника, занимаемого водой. Для $f = 10^{-3}$, величины правдоподобной, $q = 0{,}9$ м^3/год. Они также сопоставили сред-

ний диаметр прожилки с величиной f, которая колеблется от 10^{-3} до 10^{-5}; это отношение изменяется от 1200 до 12 мкм.

Най и Фрэнк пренебрегли влиянием негидростатических напряжений в ледниках. Лабораторные наблюдения [388] показали, что, когда к образцу льда прилагают одноосное напряжение, на границе зерен перпендикулярно напряжению появляются линзообразные включения воды и соседняя прожилка начинает замерзать. Подобный эффект получен и при растяжении на границах зерен, расположенных параллельно напряжению. После того, как напряжение снимали, размер линз увеличивался, а их число уменьшалось. Такое внутреннее таяние и замерзание на границе зерен и прожилок уменьшает проницаемость ледникового льда. Затем Ллибутри [305] указал на то, что некоторые прожилки блокируются воздушными пузырьками. Он считает также, что в результате деформации и рекристаллизации льда происходит закупоривание многих каналов между зернами.

Раймонд и Харрисон [437] исследовали керн льда с глубины ниже 60 м на леднике Голубом. Они обнаружили воду в промежутках между тремя зернами, линзах на границах зерен и в карманах неправильной формы. Газовые пузырьки были найдены внутри кристаллов соприкасающимися с прожилками и в прожилках. Из-за возможной релаксации керна мог быть определен лишь верхний предел среднего диаметра прожилок; он оказался равным 25 мкм, т.е. сравнимым с нижним пределом, рассчитанным Наем и Фрэнком. Однако их нижний предел соответствует $f = 10^{-5}$ – неправдоподобно низкой величине. Раймонд и Харрисон рассчитали, что максимальный ток воды q, соответствующий наблюдаемому ими размеру прожилок, равен 0,1 м/год. Бернер и др. [54] на леднике Грис вывели даже более низкие величины (от 0,02 до 0,04 м/год). Они учли то обстоятельство, что часть газов внутри льда находится в контакте с водой, из-за чего протекание воды сквозь лед изменяет содержание газа и газовый состав. Они измеряли, как именно эти величины меняются в поверхностных образцах льда вдоль средней линии ледника, рассчитывали время добегания по принятой модели течения льда и затем получили ток воды q.

Эти токи очень малы по сравнению со скоростями абляции на ледниках умеренного типа, где типичные величины составляют летом несколько метров в год. Таким образом, лишь пренебрежимо малая доля поверхностной талой воды проникает сквозь лед по системе прожилок между зернами.

Теория течения воды в ледниках умеренного типа

Рассмотрим теперь течение воды в протоках внутри ледника – каналах, туннелях, значительно больших размеров по сравнению с с прожилками между зернами. Хотя теория рассматривает внутриледниковые потоки воды, она применима также к каналам во льду на ложе. Первая часть этой теории основана на работе Шреве [484].

Размер туннеля в какое-то определенное время обусловлен двумя противоположными эффектами:

1. Вода, протекая по туннелю, расширяет его за счет стаивания льда со стенок. Вязкое внутреннее трение и трение воды о стенки дают необходимое тепло. К тому же талая вода, стекающая с поверхности, может иметь температуру выше $0^{\circ}C$. Второстепенный эффект состоит в том, что точка плавления на стенке выше, чем в массе льда, так как давление воды обычно меньше давления во льду. Следовательно, тепло идет от стенок, т.е. стенки теряют тепло, что задерживает таяние или может даже вызвать замерзание воды на стенках.

2. Если давление вышележащего льда превышает давление воды, лед затекает в туннель и уменьшает его диаметр.

В результате этих процессов емкость системы может приспосабливаться, хотя и не сразу, к изменениям в количестве поверхностной талой воды. Система не может реагировать на суточные изменения, но может отражать изменения, происходящие с периодами от недели до месяца. Размеры туннелей, таким образом, испытывают колебание около постоянной величины, соответствующей среднему запасу воды в предшествующую неделю или недели. Время реакции определенного туннеля, однако, зависит от его диаметра, положения и амплитуды изменений поступления воды.

Большие туннели имеют тенденцию увеличиваться за счет более мелких в результате того, что они несут и рассеивают больше тепла по отношению к площади своих стенок. Таким образом, в леднике с увеличением глубины второстепенные каналы-притоки соединяются во все большие туннели, подобно трехмерной речной сети, развивающейся не только на поверхности, но и в глубину. Большая часть талой воды, возможно, попадает в ледник с поверхности через небольшие трещины, которые превращаются в туннели. Однако часть их начинается непосредственно с поверхности в виде ледниковых мельниц.

Предположим, что туннель имеет круглое сечение с радиусом r, $\dot{r}$ – скорость уменьшения радиуса, a – скорость таяния на стенках, P_w – давление воды в трубе, а P_i – давление окружающего льда. Най

[363] показал, что c – скорость сужения цилиндрической скважины под давлением вышележащего льда P, равна

$$c = A(P/n)^n, \qquad (8.1)$$

где A и n – параметры реологического закона (3.2). Другие составляющие напряжения по сравнению с величиной P/n приняты как пренебрежимо малые. Далее предполагается, что заплывание скважины происходит вследствие установившейся ползучести льда. В действительности туннель или скважина начинают заплывать в первую переходную стадию ползучести, а после второй стадии установившейся ползучести наступает третья стадия ускоренной ползучести [156, 406]. Туннель поэтому будет закрываться быстрее, чем рассчитано, если в уравнении (8.1) используются параметры для установившейся ползучести. В настоящем случае $c = (\dot{r} - a)/r$, $P = P_i - P_w$, и поэтому

$$P_w = P_i - n(|\dot{r} - a|\, A)^{1/n}\ \mathrm{sgn}\,(\dot{r} - a), \qquad (8.2)$$

где sgn означает "знак разности $(r - a)$". Кроме того,

$$P_i = \rho_i\, g(h_s - y), \qquad (8.3)$$

где y – высота точки в туннеле, h_s – высота поверхности льда непосредственно над ней, ρ_i – плотность льда и g – ускорение силы тяжести.

Определим потенциальную энергию φ, зависящую от положения в туннеле, как

$$\varphi = \varphi_0 + p_w + \rho_w g y, \qquad (8.4)$$

где ρ_w – плотность воды и φ_0 – произвольная постоянная. Градиент, заставляющий воду течь, – это градиент φ; он равен сумме градиентов давления воды и потенциальной энергии силы тяжести. Из уравнений (8.2) – (8.4) находим, что градиент

$$\varphi = \varphi_0 + \rho_i g h_s + (\rho_w - \rho_i) g y - n(|\dot{r} - a|/Ar)^{1/n}\ \mathrm{sgn}\,(\dot{r} - a). \qquad (8.5)$$

Теперь $\rho_i = 0{,}9\rho_w$. Таким образом, если пренебречь последним членом, уравнение (8.5) принимает вид

$$\varphi = \varphi_0 + \rho_i g(h_s + 0{,}1\, y). \qquad (8.6)$$

Это говорит о том, что направление течения воды зависит главным образом от наклона поверхности, за исключением тех случаев, когда наклон в туннеле на порядок величины больше наклона поверхности.

Най [386] вывел дифференциальные уравнения для неустановившегося течения воды в ледниковом туннеле в предположении, что он заполнен водой. Приведем эти четыре уравнения Ная с некоторыми упрощениями:

1. Уравнение, выражающее разницу между скоростями таяния и течения льда:

$$\partial S / \partial t = M / \rho_i - KS (P_i - P_w)^m, \text{ при } P_w < P_i , \qquad (8.7)$$

где S – площадь поперечного сечения туннеля, а M – масса растаявшего льда на единицу длины его стенок в единицу времени. Обе эти величины – функции времени t и расстояния S, измеряемого вдоль туннеля в направлении течения. Параметр K зависит от параметров течения льда и формы поперечного сечения. Из этого уравнения следует, что изменение S в единицу времени равно разности между расширением туннеля вследствие таяния и сужением ее в результате течения льда. Теория заплывания касается лишь туннеля с круглым поперечным сечением (8.1). Най аргументировал это тем, что, если сечение не круглое, скорость смыкания должна быть все же пропорциональна некоторой степени разности давления льда и воды. Степень может, однако, зависеть от формы сечения. Мы подчеркиваем это тем, что используем для показателя степени в уравнении (8.7) обозначение m вместо n.

2. Уравнение неразрывности для течения воды

$$\partial S / \partial t = M / \rho_w - \partial Q / \partial s , \qquad (8.8)$$

где Q – расход воды, т.е. объем воды, протекающей через поперечное сечение S в единицу времени. Чтобы вывести это уравнение, будем рассматривать небольшой отрезок туннеля. Если, согласно условию, туннель остается наполненным талой водой, стекающей со стенок, разность между объемом, входящим через верхний конец отрезка, и объемом, выходящим через нижний конец, должна быть равна изменению в площади поперечного сечения, умноженной на длину отрезка.

3. Уравнение течения воды

$$\rho_w g_s - \partial P_w / \partial s = N Q^2 / S^{8/3} \qquad (8.9)$$

основано на эмпирической формуле Маннинга для турбулентного потока в трубе [140, с. 229]. Величина N зависит от формы поперечного сечения и шероховатости стенок (N мало, когда шероховатость стенок велика); g_s – составляющая ускорения силы тяжести вдоль оси туннеля.

4. Уравнение энергии

$$Q(\rho_w g_s - \partial P_w/\partial s) = ML, \qquad (8.10)$$

где L – удельная скрытая теплота плавления льда. Согласно этому уравнению, работа силы тяжести и давления воды на концах малого отрезка туннеля равна потере тепла на таяние. Тепло, идущее на нагревание воды, и кинетическая энергия пренебрежимо малы.

В уравнениях (8.7) – (8.10) ρ_i, ρ_w, P_i, g_s, K, m и N принимаются известными. Величины K и m – постоянные, если форма поперечного сечения трубы постоянна, тогда как N постоянно, если постоянны и форма, и шероховатость; P_i и g_s – функции места. Остаются неизвестными P_w, S, Q и M; все они – функции S и t. Точное решение невозможно, так как P_w может быть задано как P_w и $P_w + \partial P_w/\partial s$, а S – как S и $S + \partial s/\partial t$. Должны быть сделаны дальнейшие упрощения.

Рётлисбергер [462] при анализе давления воды внутри ледника и на его ложе принял устойчивое состояние. Он предположил также прямые горизонтальные туннели с одинаковым поперечным сечением и шероховатостью и постоянным градиентом давления вдоль туннелей. Тогда уравнения (8.7) – (8.10) приводятся к виду

$$M = \rho_i KS(P_i - P_w)^m, \qquad (8.11)$$

$$-dP_w/dx = NQ^2/S^{8/3} = ML/Q, \qquad (8.12)$$

где x – горизонтальная координата. Исключение M и S дает:

$$-dP_w/dx = (\rho_i KL)^{11/8} N^{3/11}(P_i - P_w)^{8m/11} Q^{-2/11}. \qquad (8.13)$$

Зависимость градиента давления от расхода Q такова, что чем больше Q, тем меньше градиент давления и, следовательно, также меньше давление воды на данном расстоянии от конца туннеля. В двух находящихся рядом каналах больший будет иметь более низкое давление воды и поэтому будет иметь тенденцию к тому, чтобы забирать воду из меньшего. Это еще одна причина, почему вода внутри ледника стремится собираться в главной артерии. Так как состояние предполагается устойчивым, это соотношение между давлением воды и расходом может наблюдаться лишь при небольших изменениях расходов. Однако оно может объяснить высокое давление воды, наблюдающееся зимой, когда расходы воды малы. С другой стороны, при внезапном увеличении расхода поперечное сечение туннеля первоначально остается неизменным, и тогда уравнение (8.9) показывает, что $-\partial P_w/\partial s$, и, следовательно, P_w увеличивается. Таким образом, при

короткопериодных изменениях величины Q и P_w увеличиваются и уменьшаются одновременно, что и наблюдается после периодов интенсивного таяния.

Течение воды на ледниковом ложе

Источники происхождения воды на ледниковом ложе различны:

1) Поверхностная талая вода и дождевая. Таяние и дожди дают обычно за год слой в несколько метров. Не вся эта вода достигает ледникового ложа; часть ее стекает по краям и на конце ледника;

2) вода, растаявшая у основания льда под действием геотермического тепла и тепла от трения. Обычный геотермический поток тепла растапливает около 6 мм льда в год. Тепло от трения растапливает то же количество, если скорость скольжения около 20 м/год;

3) небольшое количество воды, растопленной вследствие тепла от деформации внутри ледника, достигает ложа через прожилки между зернами.

Вода может течь на ледниковое ложе тремя путями:

1) По каналам, внедряющимся в лед вверх. Они подобны трубам внутри льда, но находятся у ложа ледника на поверхности между льдом и его ложем. Их иногда называют каналами Рётлисбергера, или Р-каналами;

2) по каналам в коренных породах под ледником, иногда называемыми каналами Ная, или Н-каналами;

3) тонкой сплошной пленкой, толщина которой может меняться от места к месту.

Каково их относительное значение в отводе воды с ледникового ложа? Рассмотрим доводы и полевые наблюдения. Доля воды, отводимой каждой из этих систем стока, может меняться от одного ледника к другому, между разными частями одного и того же ледника и со временем. В большинстве исследований течения воды, включая и эту главу, ледниковое ложе принимается водонепроницаемым. В действительности это не всегда так, потому что под многими ледниками залегают донная морена, водопроницаемые и пористые породы.

Как было выяснено в предыдущем разделе, поверхностная талая вода достигает ледникового ложа по большим шахтам и туннелям. Таким образом, она, вероятно, продолжает течь по большим Р-каналам. Такие каналы определенно существуют; в коренных породах под ледником были пробурены туннели с целью забрать воду из них для

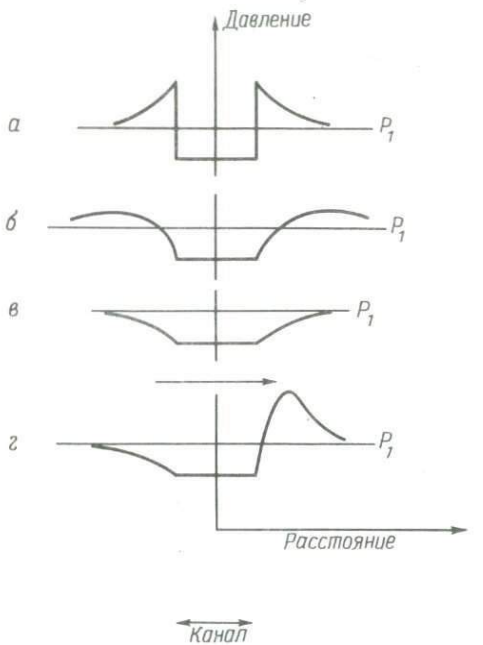
гидроэлектрических станций [526]. Обычно вода выходит из-под конца ледника по одному или нескольким большим туннелям.

Направление течения в Р-каналах или когда она течет тонким сплошным слоем определяется градиентом потенциальной энергии, $-\text{grad}\ \varphi$, который из уравнения (8.6) при $y = h_s$, высоте ложа, задается уравнением

$$\text{grad}\,\varphi = \rho_1 g (\text{grad}\ h_s + 0{,}1\ \text{grad}\ h_b). \qquad (8.14)$$

Если наклоны поверхности и ледникового ложа близки, направление течения определяет наклон поверхности. В области аккумуляции долинных ледников края обычно выше середины, и поэтому вода течет по направлению к середине ледника. В области абляций выпуклый профиль поверхности направляет воду к краям. Однако в поперечном профиле ледникового ложа типичных ледниковых долин уклон склонов к средней линии, вероятно, настолько велик, что даже в области абляции вода течет к середине, и Р-каналы могут формироваться вдоль центральной линии ледникового ложа. Подледниковая вода в зависимости от наклона будет следовать направлению дна долины и растекаться в стороны в самой нижней точке. В таких местах обычно образуются озы (извилистые гряды песка и гравия, отложенные, как считают, подледниковыми потоками) [484].

Вертман [552] рассматривал течение воды у ледникового ложа. Он ограничил свой анализ водой, образованной в результате таяния у дна ледника, которая составляет лишь малую часть общего количества воды, текущей летом. Вертман обобщил теорию Ная [363], объясняющую заплывание туннеля, с учетом касательного напряжения у ледникового ложа и рассчитал, как меняется с расстоянием от Р-канала давление воды. Он нашел, как показано на рис. 8.3, *а* и *б*, что давление достигает максимума на определенном расстоянии от канала. Лишь на этом расстоянии давление способствует движению воды к каналу; за его пределами давление гонит воду от канала. Таким образом, в Р-каналах может собираться талая вода с ледникового ложа лишь с ограниченной области вокруг канала. Размер области зависит от отношения $\tau_b / P_i - P_w$, где τ_b – касательное напряжение на ледниковом ложе. Максимальная величина критического расстояния, достигаемая при малых значениях отношения, равна приблизительно 100 радиусам канала. Если отношение равно единице или больше, в Р-канале вода совсем собираться не будет. Другие факторы также препятствуют Р-каналам быть эффек-



Р и с. 8.3. Расчетные кривые изменения давления воды P_w в зависимости от расстояния до центра подледниковых каналов.

Горизонтальные линии — давление вышележащего льда P_i. *а* — близ R-канала, когда скалывающее напряжение на ложе τ_b много больше $(P_w - P_i)$; *б* — близ R-канала, когда τ_b много больше $(P_w - P_i)$; *в* — близ R-канала в неподвижном льде; *г* — близ частью наполненного H-канала [552].

тивным средством отвода воды, растаявшей на ледниковом ложе. Если канал не заполнен водой, течение льда способствует его заплыванию. Но даже тогда, когда R-канал заполнен водой, он заполнится льдом в том случае, когда на пути движущегося льда встречается на ледниковом ложе склон скального выступа. Этот механизм особенно благоприятствует заплыванию небольших каналов, так как чем меньше канал, тем меньший требуется выступ, чтобы его закрыть. Кроме того, небольшие R-каналы имеют тенденцию вытаивать, так как тепло от трения льда, скользящего по ледниковому ложу, генерируется во льду, окружающем канал, но не в самом канале. Эти доводы не противоречат, однако, утверждению как о существовании на ледниковом ложе больших R-каналов, целиком заполненных поверхностной талой водой, так и о неподвижном льде, так как в этом

последнем случае τ_b равно нулю и при таком распределении давления (рис. 8.3, *в*) в Р-каналах может собираться вода с большой площади. Вертман полагает поэтому, что под неподвижным льдом сеть Р-каналов существует.

В каналах Ная также может собираться некоторая часть воды, растаявшая у ложа. Если канал заполнен водой частично, он начнет заполняться льдом, что создает область повышенного давления (рис. 8.3, *г*) в нижней по движению льда стороне канала. Канал захватит воду, но это будет происходить лишь до тех пор, пока он не наполнится; затем зона высокого давления перестанет существовать. Кроме того, система ограничена только объемом. Поскольку вода разрушает коренные породы ложа слишком медленно, система расширяется за счет формирования Р-каналов во льду над Н-каналами. Однако в результате движения льда Р-каналы вскоре заплывают.

В результате этих ограничений относительно течения воды по каналам Вертман пришел к выводу, согласно которому, за исключением мест под неподвижным льдом, большая часть воды, образующаяся на ложе, течет в виде тонкой пленки. Толщина пленки неодинакова. Так как лед скользит по выступам ледникового ложа, нормальное давление на верхней по движению льда стороне каждого выступа будет выше среднего. Вода выдавливается из этих мест, так что пленка становится там очень тонкой, и большая часть воды течет между выступами. Поскольку среднее давление на ледниковом ложе, направленное вертикально, должно быть равным давлению вышележащей толщи льда P_i, то, если давление на верхних по течению сторонах выступов больше P_i, давление на сторонах нижних по течению выступов, где течет вода, должно быть меньше P_i. Таким образом, среднее давление в пленке воды обычно меньше, чем P_i.

Согласно доказательству Вертмана [552], наблюдаемые увеличения скорости скольжения после периодов интенсивного таяния или сильных дождей свидетельствует о том, что значительное количество воды течет в виде пленки. Однако другое объяснение сводится к следующему: система каналов может отводить обычное количество воды, но когда приток ее быстро возрастает настолько, что давление воды начинает превышать давление вышележащего льда, некоторая часть воды вытекает из каналов. Вопрос о том, течет ли она затем по ледниковому ложу в виде тонкого слоя или скапливается в полостях, как это предполагают Лликбутри [302] и Икен [243], остается открытым.

Уолдер и Халлет [530] наблюдали Н-каналы на ложе во фронтальной зоне отступающего ледника Блэкфут. Борозды и химические

отложения показали, что около 80% ледникового ложа тесно контактировало со льдом. Карбонат кальция откладывался на сторонах выступов, обращенных вниз по течению. Неглубокие понижения были выровнены осадками. К тому же там были прерывистые каналы, наполненные осадками и с многочисленными изолированными полостями. Эти данные позволяют предполагать, что на таких участках талая вода, образующаяся на ледниковом ложе при скольжении, текла только в виде сплошной пленки, так что на нижних по течению сторонах выступов замерзание способствовало концентрации карбоната кальция выше точки насыщения. Остальные 20% ледникового ложа были заняты полосами шириной от 5 до 10 м, параллельными направлению движения льда, что служит указанием на значительную абразию. В этих зонах было мало отложений, но много непрерывных Н-каналов и полостей, которые отводили основную часть талой воды.

Поэтому Уолдер и Халлет склоняются к представлению о двух независимых водных системах, по крайней мере для небольших ледников умеренного типа, таких, которые они изучали. Эти системы представляют собой, во-первых, очень тонкую пленку, которая отводит воду, образующуюся в процессе скольжения льда, и, во-вторых, сеть каналов и полостей, которые отводят поверхностную и подледниковую талую воду.

Лишь последующие наблюдения разрешат спор о том, как вода течет по ледниковому ложу.

Йокульлаупы

Йокульлауп – это внезапный и быстрый сток подпруженного ледником озера. О таких бедствиях, которые сопровождаются сильными наводнениями и часто гибелью людей, поступают сообщения из Исландии (откуда и происходит название йокульлауп), Норвегии, Советского Союза, Аляски, Канады, Южной Америки и Новой Зеландии. Известны исторические свидетельства о таких катастрофах в Альпах, но в настоящее время большие наводнения там не случаются.

Подпруженные ледником озера образуются при разных условиях. Возможно, наиболее обший случай – подпруживание ледником водного потока, вытекающего из боковой долины. Другой случай, особенно катастрофичный тем, что при этом накапливается огромное количество воды, – перегораживание реки, вытекающей из главной долины, пульсирующим ледником во время его подвижки. Йокульлаупы бывают также результатом внезапного спуска воды, накопленной в полостях внутри ледника или в подледниковом озере. Случаются они и

при прорывах озер, подпруженных моренами, как, например, это было в Перу, где ледники отступили и оставили озера, подпруженные конечными моренами. Обрушенный в озеро с ледника лед вызвал столь большие волны, что они разрушили морену.

Йокульлаупы могут происходить каждый год или раз в несколько лет, чаще в конце лета или осенью. Вода из озер стекает до тех пор, пока не спадет до определенного уровня, и паводок может прекратиться, прежде чем из озера вытечет вся вода. Утолщение или утончение ледника может изменять частоту йокульлаупов и объем воды. В некоторых случаях наблюдали, что вода из озера протекала поперек поверхности ледника и прокладывала в нем канал. Однако чаще озеро прорывается подо льдом прежде, чем уровень воды достигает поверхности льда. Наводнения бывают иногда чрезвычайно сильными. Максимальный расход воды при прорыве озера Гримсвётн в Исландии в 1934 г. составил $5 \cdot 10^4$ м^3/с, около 1/4 расхода Амазонки; была затоплена площадь в 100 км^2 [511]. Во время последнего оледенения при прорывах ледникового озера Миссула расходы достигали по оценкам Парде [399], 10^7 м^3/с. Эти наводнения на востоке штата Вашингтон оставили скэбленды, занимающие площадь 5000 км^2, – земли, которые пересечены промоинами и с которых полностью смыты рыхлые породы.

Для объяснения подобных явлений предлагаются разные механизмы. Согласно одному из предположений, сток из озера начинается, когда его глубина становится достаточной для того, чтобы ледяная плотина могла всплыть. Иное объяснение дает Глен [148]. Он указывает, что на глубине h в воде горизонтальная составляющая напряжения на стенке плотины превышает вертикальную составляющую на величину $\Delta P = (\rho_w - \rho_i) gh$, где ρ_w и ρ_i – плотности воды и льда соответственно, а g – ускорение силы тяжести. Эта разница в напряжении соответствует напряжению $1/2\ \Delta P$ в плоскостях, наклоненных под углом 45° к горизонту. Если h превысит 200 м, скалывающее напряжение превысит 100 кПа, предел текучести льда. Тогда пластичный поток может способствовать открытию туннеля на ледниковом ложе. Однако глубина многих озер не достигает 200 м, когда из них начинается сток воды. Фишер [135] предположил, что сток из озера может происходить и через систему внутренних водных потоков при низком давлении воды в леднике. Расширение каналов во льду вследствие таяния служит важной особенностью при стоке воды из подпруженных ледником озер [290]. Обрушение туннеля во льду

или скальный порог на ледниковом ложе также могли бы служить объяснением, почему сток воды из озера часто прекращается еще до того, как из него вытечет вся вода.

Одно из наиболее изученных озер, подпруженных льдом, – это Гримсвётн, подледниковое озеро в середине ледникового купола Ватнайокуль в Исландии [511, 61, 386]. Озеро обязано своим существованием геотермическому теплу, вызывающему таяние льда на ледниковом ложе. Такое таяние приводит к столь сильному оседанию льда на поверхности, что поверхностная талая вода также стекает в озеро, почти полностью покрытое плавающим "шельфовым ледником" толщиной около 120 м. Вода из этого озера обрушивается катастрофически, заливая прибрежную равнину через подледный проход длиной 50 км. Спуск воды прекращается, когда ее уровень в озере падает приблизительно на 100 м; глубина же озера много больше. Вода достигает критического уровня через 5 – 6 лет. На рис. 8.4 показаны характерные особенности гидрографа йокульлаупа: ускоряющееся увеличение расхода в течение 10 дней, за которым следует спад в течение двух дней.

Бьернсон [61] предложил следующие объяснения этим особенностям. На рис. 8.5 дана схема ледникового купола и озера. Пунктирные кривые построены как отражение поверхности купола с учетом линии L, но в увеличенном вертикальном масштабе в единицах $\rho_i/(\rho_w - \rho_i)$, где ρ_w и ρ_i – плотности воды и льда соответственно. Эти пунктирные кривые представили бы ниж-

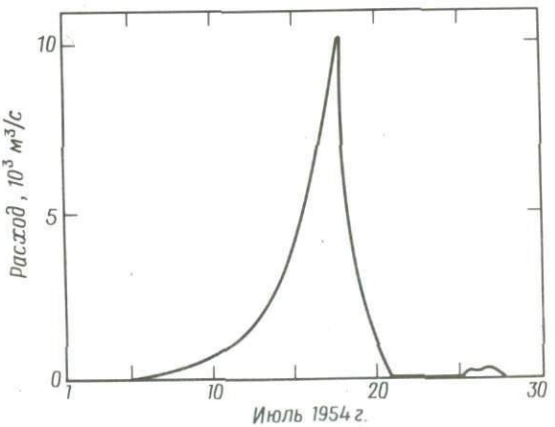
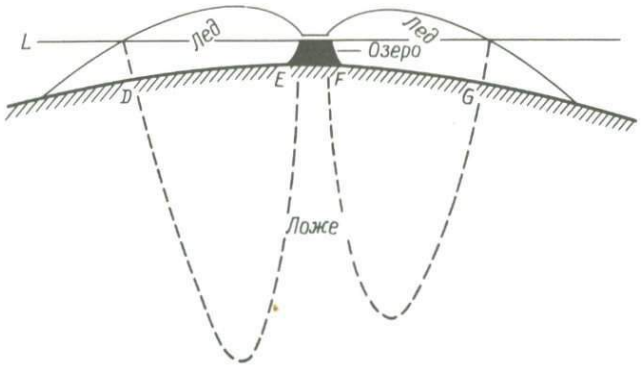
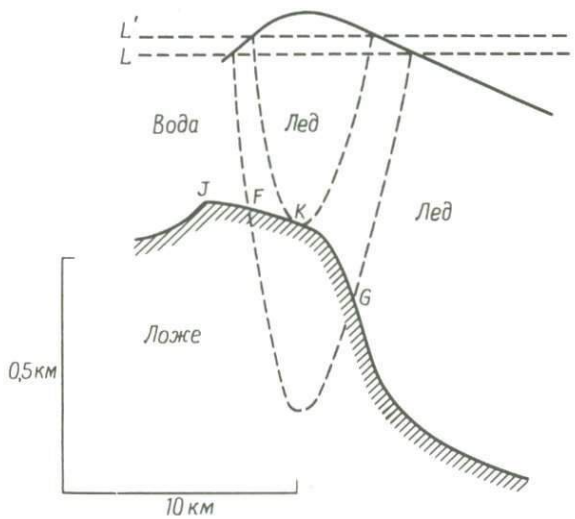


Рис. 8.4. Гидрограф стока йокульлаупа из озера Гримсвётн в июле 1954 г. [445].



Р и с. 8.5. Схематический разрез через ледниковый купол и озеро (черное). *L — уровень воды. Прерывистые кривые объяснены в тексте. Озеро ограничено льдом ледника вдоль DE и FG* [386].



Р и с. 8.6. Критическая точка налегания льда на ложе.

Сплошные линии — поверхность и ложе ледникового купола. Сток из озера начинается, когда уровень воды поднимется до L', так что соответствующая кривая (пунктирная линия) коснется ложа в одной единственной точке K. Вертикальный масштаб увеличен в 20 раз [386].

нюю поверхность льда, если бы он всплыл, подобно айсбергу в океане с уровнем поверхности L. По мере наполнения озера, пунктирные линии повышаются до тех пор, пока критическая точка не коснется ледникового ложа в одной точке (рис. 8.6). Тогда из озера начинается сток. Однако устойчивое состояние, при котором сток из озера уравновешивается притоком в него, нестабильно. Расширение подледникового прохода из-за таяния преобладает над сужением его вследствие пластического течения льда, так что скорость течения воды увеличивается. В результате стока воды из озера уменьшается давление воды P_w и, таким образом, увеличивается разница в давлении между льдом и водой, которая определяет скорость заплывания туннеля; эта скорость в конце концов превышает скорость таяния, и сток воды прекращается. Это происходит, когда уровень воды в озере все еше остается выше порога на ледниковом ложе на 200 м (рис. 8.6).

Най [386] применил для решения этой задачи свои общие уравнения течения воды в ледниковом туннеле (8.7) – (8.10). Решаюшим допушением служит то, что на начальных стадиях йокульлаупа сужение туннеля вследствие пластического течения льда идет очень медленно по сравнению с его расширением из-за таяния. Тогда уравнение (8.7) упрошается:

$$\partial S/\partial t = M/\rho_i , \qquad (8.15)$$

а уравнение (8.8) принимает вид

$$\partial Q / \partial s = M (1/\rho_w - 1/\rho_i). \qquad (8.16)$$

В уравнении (8.16) подразумевается, что, если бы не было изменений объема льда вследствие его таяния, расход $\bar{Q}$ должен был быть постоянным вдоль туннеля в любой данный момент времени. Так как объем изменяется мало, расход принят постоянным; обозначим его через $\bar{Q}$. Выражение $\rho_w g_s - \partial P_w/\partial s$ в уравнениях (8.9) и (8.10) равно отрицательному градиенту потенциальной энергии, определяемой уравнением (8.4). Этот градиент, осредненный по длине туннеля, равен разности значений потенциальной энергии между его концами, т.е. $\rho_w g y_w$, где величина y равна высоте уровня озера над выходом туннеля, деленная на l – длину туннеля. Так как y в течение паводка изменяется лишь на 100 м, а длина l равна 50 км, то мы принимаем величину $\rho_w g y / l = G$ постоянной. Тогда уравнения (8.9) и (8.10) приводятся к виду

$$GS^{8/3} = N\bar{Q}^2 , \qquad (8.17)$$

$$G\bar{Q} = ML, \qquad (8.18)$$

где $\bar{S}$ означает среднее поперечное сечение туннеля в любой данный момент времени. Величина N постоянна, если, как нами принято, форма и шероховатость туннеля не меняются. Приведение уравнений (8.15), (8.17) и (8.18) к одному неизвестному путем исключения M и Q дало

$$\partial\bar{S}/\partial t = K_1\bar{S}^{4/3}, \qquad (8.19)$$

где K_1 – константа. Интегрирование дает

$$S = (-3/K_1 t)^3, \qquad (8.20)$$

где t – время, после которого $\bar{S}$ становится бесконечно большим. Скорость, с которой расширяется туннель при таянии:

$$M = \bar{S}^{-1}(\partial S/\partial t) = -3/t. \qquad (8.21)$$

Уравнение (8.17) показывает, что $\bar{Q} \propto \bar{S}^{4/3}$, и поэтому из уравнения (8.20)

$$\bar{Q} = (-1/K_2 t)^4, \qquad (8.22)$$

где K_2 константа. Тот факт, что это отношение хорошо удовлетворяет ветви подъема гидрографа [386, рис. 7], оправдывает пренебрежение пластическим течением льда на подъеме паводка.

Если озеро имеет вертикальные края, уровень его поверхности падает со скоростью, пропорциональной величине $\bar{Q}$, которая из уравнения (8.22) пропорциональна t^{-4}. Таким образом,

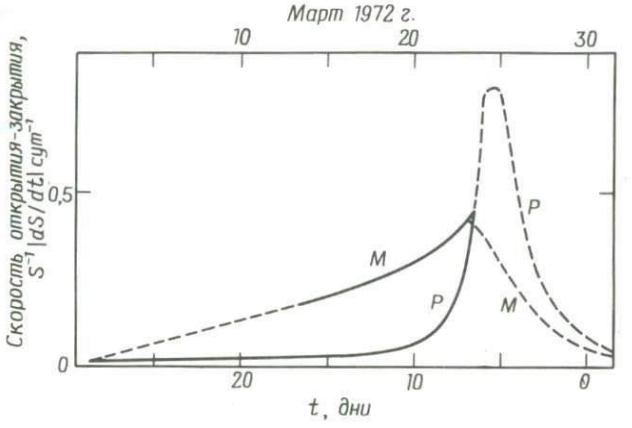
$$\gamma = \gamma_0 - K_3 t^{-3}, \qquad (8.23)$$

где γ – уровень поверхности в момент времени t, после которого $\bar{Q}$ становится бесконечным; γ_0 – первоначальный уровень поверхности (при $t = \infty$), а K_3 – константа. Но разность $P_i - P_w$, где P_i и P_w – давление льда и воды, – меняется линейно с γ и поэтому должна быть выражена в виде

$$P_i - P_w = P_\infty[1 + (t_0/t)^3], \qquad (8.24)$$

где P_∞ и t_0 – константы. Постоянные члены вводятся в уравнение потому, что, когда в момент времени $t = \infty$ начинается прорыв, разность $P_i - P_w$ не равна нулю. Скорость сужения туннеля p пропорциональна $(P_i - P_w)^3$, и поэтому

$$p \propto [1 + (t_0/t)^3]^3. \qquad (8.25)$$



Р и с. 8.7. Расчетные скорости расширения туннеля вследствие таяния (M) и сужения из-за пластического течения льда ($|p|$) для йокульлаупа 1972 г. из озера Гримсвётн.

Сплошные линии рассчитаны при допущении, что величина p много меньше величины M. Пунктирные линии приведены по приближенной оценке [386].

На рис. 8.7 приведены кривые скорости расширения туннеля M вследствие таяния по уравнению (8.21) и скорости сужения его p из-за пластического течения. Сначала преобладает таяние, но с течением времени быстро возрастает величина p (пропорционально t^{-9}). Расход достигает максимума в точке пересечения кривых M и p. После этого величина p продолжает быстро увеличиваться и совершенно подавляет величину M. Поэтому заканчивается йокульлауп внезапно.

Теория Ная успешно объясняет поведение йокульлаупа на озере Гримсвётн. Однако объяснением внезапного прекрашения йокульлаупа скорее может служить разрушение туннеля из-за обрушения его кровли, чем пластическое течение льда, способствующее заплыванию туннеля. Кроме того, было показано, что другие йокульлаупы заканчиваются, когда уровень воды доходит до порога на ложе, а в иных случаях сток из озера продолжается до тех пор, пока вода не вытечет из озера полностью.

Най [386] рассматривал вопрос, почему большой туннель, такой, через который вытекает все озеро, расширяется нестабильно, в то время как небольшие жилы, трубки и прожилки между зернами наполнены водой постоянно. Он показал, что постоянство течения в туннеле зависит от условий на его концах.

Если давление остается постоянным на выходе из туннеля, то система нестабильна, когда постоянное давление поддерживается и на входе, но стабильна если питание осуществляется из резервуара с небольшой площадью. Первые условия применимы к вытеканию воды из подпруженного льдом озера, вторые – к прожилкам между зернами льда.

Най ответил и на вопрос, почему из озера вода не вытекает через сеть внутриледниковых туннелей; градиент потенциальной энергии во льду, окружающем озеро, направлен так, что он гонит воду по внутриледниковой сети в озеро, а не из него.

Вода в ледниках с температурой льда ниже точки плавления

В области абляции ледников полярных районов летом, особенно после сильного таяния, наблюдалось увеличение скорости движения льда (см., например, [40, 354]). По-видимому, единственным объяснением этого явления могут служить колебания скорости скольжения; это в свою очередь заставляет предполагать, что лед у основания находится на точке плавления и поверхностная талая вода может проникать к ледниковому ложу даже сквозь массу льда с температурой гораздо ниже точки плавления. Зерна холодного льда должны быть водонепроницаемыми. Кроме этого, кажется маловероятным, чтобы вода, проникнув в небольшие поверхностные трещины, могла переносить или выделять достаточно тепла, чтобы разработать сеть каналов и туннелей внутри холодного льда. Вода может достигнуть ледниковое ложе, проникая с краев; но, с другой стороны, лед по краям может смерзнуться с ложем, так как лед здесь тонкий. Остается предположить, что некоторая часть воды, проваливающаяся в ледяные мельницы, протекает до ледникового ложа и распространяется на площадь, достаточно большую, чтобы влиять на скорость скольжения. Икен [241] считает, что это происходит на леднике Уайт на острове Аксель-Хейберг, несмотря на то что температура близ поверхности находится в пределах от – 10 до – 17°С.

В полярных ледниковых покровах лед у ложа местами может находиться на точке плавления. Талая вода, образующаяся под действием геотермического тепла и тепла трения, может быть изолирована окружающим холодным льдом, что приводит к формированию подледных озер. Такие озера были обнаружены радиолокацией в Антарктиде [397]. Когда лед движется из района, где он у ложа таял, в район, где таяния нет, талая вода будет вновь замерзать во льду. Таким путем в лед могут быть включены обломки пород [541].

Дополнительная литература

International Association of Scientific Hydrology, Publication 95, 1973, – доклады, представленные на симпозиум по гидрологии ледников, проходивший в Кембридже (Англия) в 1969 г.

International Association of Hydrological Sciences, Publication 107 (в 2-х т., 1973) – доклады, представленные на симпозиум по вопросам роли снега и льда в гидрологии, проходивший в Банфе в Канаде в 1972 г. Опубликованы также и дискуссии по докладам.

В работах [115, 498] изложены методы прогноза стока с ледниковых бассейнов.

9. Течение ледниковых щитов и шельфовых ледников

Этот внушающий ужас лед, который покрывает весь лик земли.
Ханс Эгеде. Описание Гренландии, 1745.

Введение

Теория течения долинных ледников была рассмотрена в гл. 6. Теперь перейдем к теории течения ледниковых покровов. Массы льда, образующие непрерывные покровы и растекающиеся во всех направлениях, называют *ледниковыми щитами*, если они имеют размер Гренландии и Антарктиды, *ледниковыми куполами*, если они имеют меньший размер. Это разделение, основанное только на размере, кажется произвольным и бесполезным; мы не будем педантично следовать ему. Коренного различия между механикой долинных ледников и механикой ледниковых покровов нет. Ранее изложенная теория по-прежнему применима, разумеется, за исключением тех ее частей, где речь идет о влиянии бортов долин на течение ледников. Мы будем использовать результаты этой теории. Однако в этой главе мы несколько сместим акценты, поскольку нас здесь интересуют другие проблемы. Раньше нас в основном интересовала ситуация в одной точке. Теперь мы рассмотрим форму ледникового щита в целом и то, как на нее влияют аккумуляция, абляция и топография подстилающей поверхности. Мы также рассмотрим течение плавающих шельфовых ледников, которые образуются там, где лед переходит с Антарктического континента на море.

Как и ранее, теоретический подход позволяет получить ценную информацию о поведении ледниковых щитов. Однако следует помнить о различиях между упрощенными моделями и реальным ледниковым щитом.

Профили ледниковых щитов

В этом разделе мы рассмотрим ледниковый щит, находящийся в *стационарном состоянии* (*толщина щита не меняется* во времени) и покоящийся на горизонтальном ложе. На рис. 9.1 показано сечение

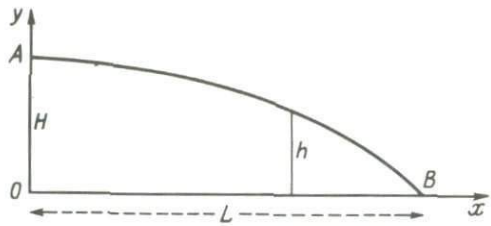


Рис. 9.1. Система координат для ледникового щита.

ледникового щита. Ограничимся двумерным случаем, когда предполагается, что ледниковый щит сильно вытянут в направлении, перпендикулярном плоскости рисунка.

Ось x горизонтальна, ось y вертикальна, начало координат расположено на ледниковом ложе в центре ледникового щита. Общая ширина последнего равна $2L$, h – переменная толщина, H – толщина льда в центре. Предполагается, что напряжения и скорости по x меняются медленно. Поскольку касательное напряжение на ложе пропорционально h и dh/dx, то из последнего предположения следует, что $|dh/dx| \ll 1$ и $|hd^2h/dx^2| \ll |dh/dx|$. Эти ограничения не выполняются около центра и края ледникового щита. Поэтому в таких местах можно ожидать расхождение между теоретическим и наблюдаемым профилями.

Орован [394] рассмотрел случай идеально пластичного ледникового щита. Общая горизонтальная сила на единицу длины плоскости OA (рис. 9.1), перпендикулярной плоскости рисунка, равна

$$\int_0^H \rho g(H-y)\,dy = (1/2)\rho g H^2,$$

где ρ – плотность (предполагаемая постоянной) и g – ускорение силы тяжести. Существует еще одна горизонтальная сила – касательное напряжение на ложе OB. Оно равно пределу текучести τ_0. Поскольку других горизонтальных сил нет, условие равновесия будет иметь вид

$$(1/2)\rho g H^2 = \tau_0 L,$$

откуда

$$H = (2\tau_0 L/\rho g)^{1/2}. \qquad (9.1)$$

Если $\tau_0 = 100$ кПа, $\tau_0/\rho g = 11$ м, то из уравнения (9.1) следует, что

$$H = 4{,}7 \cdot L^{1/2},$$

где H и L измеряются в метрах.

Для проверки эту формулу применили к сечению Гренландского ледникового щита по широте 72°N. В этом случае L равна 450 км и формула дает H, равное 3150 м. Истинное значение H чуть больше 3200 м. Совпадение вполне удовлетворительное, хотя и несколько случайное, если принять во внимание те сильные упрощения, которые были сделаны при выводе формулы (9.1).

Используя те же аргументы, можно показать, что профиль идеально пластичного ледникового щита представляет собой параболу

$$(h/H)^2 = 1 - x/L$$

или, используя уравнение (9.1),

$$h^2 = (2\tau_0/\rho g)(L - x). \qquad (9.2)$$

(Это уравнение описывает правую сторону профиля. Левая получается путем зеркального отражения относительно оси y. В этом и последующих уравнениях профиля следует, строго говоря, заменить x на $|x|$.) Уравнение (9.2) дает также профили радиально симметричного ледникового щита, если под L понимать его радиус, и ледникового щита несимметричной формы, если $L - x$ рассматривать как расстояние от края щита, измеряемое вдоль линии тока [361].

Следующий шаг состоит в переходе от приближения идеальной пластичности к реальному реологическому закону. Однако зависимость параметров реологического закона от температуры, которая меняется по ледниковому щиту, порождает определенные трудности. Их можно избежать, если предположить, что ледник является изотермическим. Такое упрощение справедливо для многих ледников умеренного типа, температура которых всюду равна или почти равна температуре таяния под давлением. Но ледниковые щиты расположены исключительно в полярных областях. Температура на поверхности большого ледникового щита может быть на 30 К ниже температуры у его ложа. Предположение изотермичности ледникового щита нереалистично.

Распределение температуры в ледниковом щите рассматривается в гл. 10. Наиболее высокая температура наблюдается у ледникового ложа. Кроме того, там же и наиболее высокое касательное напряжение. Так как скорость деформации сильно зависит от температуры и касательного напряжения, производная изменения горизонталь-

ной скорости по глубине du/dy велика в нижних частях ледникового щита и мала в остальных его частях. Исходя из этих соображений, Най [370] сделал упрощающее предположение, состоящее в том, что весь сдвиг происходит близ ложа, поэтому скорость u одинакова на всех глубинах. Для определения скорости ледникового щита Най предложил в этом случае использовать уравнение Вертмана для скорости скольжения ледника по ложу (7.5). Причем этом можно делать вне зависимости от того, сводится ли все движение к скольжению по ложу или к быстрому сдвигу в самых нижних слоях льда. Уравнение скольжения имеет вид:

$$u = A' \tau_b^m , \tag{9.3}$$

где A' и m – постоянные величины и τ_b – касательное напряжение на ложе. Поскольку ложе предполагается горизонтальным, наклон поверхности равен $-dh/dx$, и поэтому в случае малых наклонов

$$\tau_b = -\rho g h (dh/dx). \tag{9.4}$$

Предполагается, что ледниковый щит находится в стационарном состоянии. Поэтому количество льда, аккумулируемого на поверхности между ледоразделом и любой точкой P, должно равняться количеству льда, протекающего через вертикальное сечение, проведенное в точке P. Для упрощения предположим, что ежегодно добавляемая толщина льда b постоянна, по всей поверхности ледника и что вся абляция сводится к отколу айсбергов на краю щита. Тогда, предположив постоянство скорости u по глубине, имеем

$$bx = hu = A' h \{-\rho g h (dh/dx)\}^m .$$

Решение этого дифференциального уравнения дает следующий стационарный профиль:

$$h^{2+1/m} = (2m+1)(m+1)^{-1} (\rho g)^{-1} (b/A')^{1/m} (L^{1+1/m} - x^{1+1/m}). \tag{9.5}$$

Но $h = H$ при $x = 0$, поэтому мы можем переписать это уравнение в таком виде:

$$(h/H)^{2+1/m} + (x/L)^{1+1/m} = 1. \tag{9.6}$$

В теории Вертмана величина m равна приблизительно 2. В этом случае уравнение (9.6) переходит в следующее:

$$(h/H)^{2,5} + (x/L)^{1,5} = 1. \tag{9.7}$$

Вялов [522] вместо уравнения скольжения использовал реологический закон

$$\partial u_i/\partial y = 2A\{-\rho g(h-y)(dh/dx)\}^n .$$

Предполагается, что касательное напряжение много больше остальных компонент девиатора напряжений и что ледниковый купол не скользит по ложу. Поскольку параметр A зависит от температуры, используется его средневзвешенное значение, и, поскольку дифференциальное движение в основном сосредоточено в самых нижних слоях льда, этим частям приписывается большой вес. Используя те же соображения, что и при выводе уравнений (9.5) и (9.6), Вялов получил следующее уравнение:

$$(h_i/H)^{2+2/n} + (x_i/L)^{1+1/n} = 1, \qquad (9.8)$$

которое в случае $n = 3$ переходит в уравнение (9.9)

$$(h_i/H)^{2,7} + (x_i/L)^{1,3} = 1. \qquad (9.9)$$

В случае идеальной пластичности $n \to \infty$, и тогда уравнение (9.8) переходит в полученное ранее уравнение (9.2), а это означает, что профиль ледникового щита становится параболическим.

На рис. 9.2 показан профиль поверхности Антарктического ледникового щита на расстоянии 850 км от станции Мирный в глубь континента. Показаны также теоретические профили, вычисленные по уравнениям (9.7) и (9.9), которые в масштабах рисунка одинаковы и оба хорошо соответствуют натурным данным. Кроме того, приведена

Рис. 9.2. Профиль Антарктического ледникового покрова от станции Мирный в глубь континента в сравнении с теоретическими профилями [522].

парабола, имеющая несколько худшее соответствие с натурными данными.

Из уравнения (9.5) можно получить некоторые важные следствия. Прежде всего видно, что величина h пропорциональна величине $b^{1/(2m+1)}$. Если $m = 2$, тогда толщина пропорциональна корню пятой степени из суммарного баланса массы. Анализ Вялова дает близкий результат – корень восьмой степени. Анализ в приближении идеальной пластичности приводит к крайней ситуации, в которой профиль вообще не зависит от баланса массы. Все это означает, что стационарный профиль ледникового щита не чувствителен к его балансу массы.

Из уравнения (9.5) также следует, что h меняется обратно пропорционально корню пятой степени из A^*. Значение A^* определяется шероховатостью ложа ледникового щита и другими факторами. Величина A – аналогичная постоянная из реологического закона, который использовал Вялов в своем анализе, – уменьшается с понижением температуры. Это означает, что при одной и той же аккумуляции более холодный ледниковый щит будет более толстым. Но эта зависимость выдерживается не при всех условиях: падение температуры от -10 до -30°C приводит к увеличению h приблизительно на 35%.

По-видимому, уравнения данного раздела описывают широкий спектр профилей ледниковых щитов вдоль их линий тока. Надо думать, эти уравнения остаются справедливыми в широком диапазоне размеров, температур льда и скоростей аккумуляции, что дает основание для заключения, согласно которому форма ледникового щита определяется в основном пластическими свойствами льда.

Обсуждение исходных предположений

Приведенный выше вывод уравнений для профиля ледникового щита покоится на следующих предположениях: 1) касательное напряжение на ложе задается уравнением (9.4); 2) ложе ледникового щита горизонтально; 3) баланс массы одинаков по всему ледниковому щиту; 4) температура, шероховатость ложа и другие факторы, влияющие на скорость (т.е. которые могут изменить значения величин A и A^*), одинаковы по всему ледниковому щиту; 5) ледниковый щит покоится на твердом ложе; 6) ледниковый щит находится в стационарном состоянии.

В какой мере эти условия отвечают действительности в реальном ледниковом щите и как отклонения от них скажутся на профилях?

1. Уравнение (9.4) выполнено, если вся деформация льда сосредоточена в некоторой плоскости, которую принимают в качестве координатной xy-плоскости, если различие между наклонами поверхности и ложа мало и если напряжения и скорости меняются только вдоль оси x, и притом настолько медленно, что можно пренебречь градиентами продольных напряжений. Однако измерения наклона буровых скважин на станции Бэрд в Антарктиде [144] и на ледниковом куполе острова Девон (Патерсон, неопубликованные данные) показали, что в этих местах направление течения меняется с глубиной. Как это влияет на профиль поверхности, еще не изучено. Далее, различие между наклонами поверхности ледникового ложа близ края ледникового щита становится большим. Для этой части щита Най [379] получил точное решение в приближении идеальной пластичности. Толщина льда оказалась на 15 м меньше, чем для стандартных профилей. Наконец, близ центра ледникового щита продольное напряжение становится преобладающим, поскольку наклон поверхности и касательное напряжение на ледниковом ложе в этой части щита стремятся к нулю. Наклон параболического профиля в центре щита отличен от нуля, поэтому для описания этой части щита такой профиль не может быть использован. Вертман [540] показал, что учет продольного напряжения приводит к уменьшению получаемой теоретической кривизны профиля в центре. Он получил поправочный член, существенный для куполов, ширина которых порядка 30 км или меньше. Течение льда близ ледораздела требует дальнейшего изучения. На рис. 9.3 показаны линии тока близ ледораздела небольшого ледникового купола на перевале Юнгфрау. По-видимому, течение льда определяется наклоном подстилающей породы. Поэтому ледораздел не соответствует наивысшей части поверхности. Холдсуорт (частное сообщение) наблюдал такой же эффект на вершине ледникового

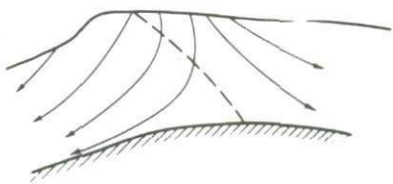


Рис. 9.3. Линии тока около ледораздела ледникового купола, расположенного на перевале Юнгфрау (Швейцария).
Пунктир — линия ледораздела [171].

купола, расположенного на горе Логан в провинции Юкон. Градиенты продольного напряжения влияют на профиль поверхности не только близ ледоразделов, что будет рассмотрено ниже.

2. В центральной части Гренландии поверхность ледникового ложа если и не строго горизонтальна, то по крайней мере относительно гладкая. Однако ледниковый покров обрамлен горами; они канализируют его течение приблизительно в 20 очень больших выводных ледников. В Антарктиде погребенные подо льдом горные системы приводят к неровностям на поверхности ледникового покрова, а подледниковые долины канализируют большую часть течения на периферии покрова. Поэтому ни один ледниковый щит нельзя, строго говоря, считать единичным ледниковым куполом правильной формы, распространяющимся до уровня моря. Вертман [540] рассмотрел, как депрессия первоначально горизонтального ложа, происходящая под действием веса льда, влияет на профиль поверхности. При изостатическом равновесии лед толщиной h вызывает депрессию подстилающей породы на величину $h(\rho_i/\rho_r)$, где ρ_i и ρ_r – плотности льда и горной породы. Вертман показал, что полученные ранее уравнения для профиля поверхности по-прежнему выполняются, если только толщину льда отсчитывать от уровня первоначально горизонтального ледникового ложа. Нижняя поверхность представляет собой зеркальное отражение верхней, если не считать того, что отношение толщины льда, лежащего выше горизонтальной плоскости, к толщине льда, лежащего ниже ее, равно $\rho_i/(\rho_r - \rho_i)$. Это отношение равно приблизительно 0,36, поскольку ρ_r равно приблизительно $3{,}7\rho_i$.

3. Предположение постоянства баланса массы нереалистично. Например, в Антарктиде скорость аккумуляции около побережья приблизительно в 10 раз больше, чем во внутренних областях. При этом вся абляция сосредоточена в краевых частях покрова. Вертман [540] и Патерсон [403] получили уравнения, аналогичные (9.6) и (9.8), описывающие профиль ледникового щита с постоянной скоростью аккумуляции в интервале от $x = 0$ до $x = R$ и с постоянной абляцией в интервале от $x = R$ до края щита. В стационарном состоянии $cR = a(L - R)$. Профиль, соответствующий уравнению (9.8), таков:

$$(h/H)^{2+2/n} + (1 + c/a)^{1/n}(x/L)^{1+1/n} = 1, \quad 0 \leqslant x \leqslant R, \qquad (9.10)$$

$$(h/H)^2 = (1 + a/c)^{1/(n+1)}(1 - x/L), \qquad R \leqslant x \leqslant L. \qquad (9.11)$$

Этот профиль не зависит отдельно от скоростей аккумуляции и абляции, а только от их отношения. Поскольку типичное значение от-

ношения a/c равно приблизительно 3, уравнение (9.10) лишь немного отличается от уравнения (9.8). В то же время профиль в области абляции представляет собой параболу. Переменные a и c, по-видимому, изменят такой профиль не слишком сильно.

4. Шероховатость и температура ложа ледникового щита меняются от точки к точке, но обычно отсутствие натурных данных препятствует детальному анализу влияния этих величин на профиль поверхности. Наиболее впечатляющее изменение произошло бы, если температура придонного льда, ранее приморожденного к ложу, поднялась бы до точки плавления. Это могло бы быть вызвано потеплением климата или увеличением аккумуляции, приводящими к увеличению скорости движения льда и количества выделяемого во льду тепла диссипативного происхождения. Вертман [546] оценил, что касательное напряжение на ложе падает в 2 – 4 раза, если возникает слой воды, достаточно толстой для того, чтобы покрыть те выступы подстилающей породы, которые создают основное сопротивление скольжению (гл. 7). Поскольку толщина льда пропорциональна квадратному корню из касательного напряжения на ложе (9.2), то при таких изменениях толщина льда уменьшилась бы вдвое. При этом сократились бы размеры ледникового щита. От антарктического ледникового покрова, ограниченного морем, стало бы откалываться больше айсбергов, и уровень моря поднялся бы. Однако увеличение толщины слоя воды до уровня, достаточного, чтобы покрыть сдерживающие препятствия, мог произойти только в том случае, если бы вода не могла уйти с ложа.

5. Согласно настоящей теории, предполагается, что лед покоится на твердом ложе. Боултон и Джонс [64] отмечали, что часто ложе горных ледников и ледниковых покровов сложено деформированными отложениями. Они наблюдали на одном леднике в Исландии деформацию ледникового ложа, сложенного валунными глинами, которая происходила со скоростью 40 мм/сут, что в 7 раз превосходит скорость скольжения. Теоретический анализ показал, что деформация ледникового ложа понижает стационарный профиль ледникового щита. В экстремальном случае ледниковый щит может превратиться в тонкий плоский щит, похожий на плавающий шельфовый ледник. Деформация ледникового ложа будет происходить только в том случае, если через него просачивается вода настолько медленно, что давление в нем этой последней сможет повышаться. Более того, подледнико-

вая вода может быть, только если придонный лед находится при точке плавления. Боултон и Джонс полагают, что деформация ледникового ложа не слишком заметно влияет на течение современных горных ледников и ледниковых покровов. С другой стороны, обширные области ледниковых покровов в Европе и Северной Америке во время ледниковых эпох покоились на деформированных *отложениях*. Есть свидетельства того, что некоторые южные выступы Лаврентийского ледникового покрова в Северной Америке имели заметно меньшие углы наклона, чем это наблюдается у современных ледниковых покровов.

6. Ни один ледниковый щит никогда не находится в стационарном состоянии. Важным фактором служит соотношение членов в уравнении неразрывности. Это уравнение, отражающее *постоянство* массы элемента льда, имеет следующий вид:

$$\partial q / \partial x + \partial h / \partial t = b ,$$

где q – поток, равный $\int_0^h u\,dy$, и b – суммарный баланс массы. Если потоковый член $\partial q / \partial x$ сравним с величиной b, тогда скорость изменения *толщины* $\partial h / \partial t$ будет мала. В этом случае ледниковый щит находится в состоянии, близком к стационарному, и потому вышеизложенная теория применима. Однако, если член $\partial q / \partial x$ мал, превышение поверхности в каждой точке станет меняться в соответствии с аккумуляцией и абляцией в этой точке. Тогда профиль поверхности определяет локальные изменения этих величин. Но при этом профиль поверхности будет отличаться от того профиля, который получают согласно теории течения ледниковых щитов. Либутри [300, с. 458 – 460] провел аналогичное различие между *дренированными ледниками*, в которых течение имеет большое значение, и *бессточными ледниками*, в которых течением можно пренебречь. Пример бессточного ледника – ледниковый купол Миен в Канадской Арктике, площадь которого равна 80 км^2, а максимальная толщина – около 125 м. Застойный ледниковый щит может со временем разрастись до такой степени, что течение в нем станет существенным фактором.

Скорость течения и время переноса льда

Из условия стационарности $u = bx / h$ следует, что скорость u постоянно возрастает от центра ледникового щита до его границы питания. Если предположить постоянство величины A, то из уравнения (9.3) следует, что касательное напряжение на ледниковом ложе ведет себя аналогичным образом.

Таблица 9.1. Стационарные скорости в ледниковых куполах с параболическим профилем (общая ширина равна 2000 км, суммарный баланс массы — 150 мм льда)

Расстояние от центра, км	Скорость, м/год	Расстояние от центра, км	Скорость, м/год
0	0	600	30
100	3	800	57
200	7	900	90
400	16	950	135

В табл. 9.1 приведено вычисленное стационарное распределение скорости течения ледникового щита шириной, равной 2000 км, с суммарным балансом массы, равным 150 мм толщины льда. Предполагается, что вся абляция сводится к отколу айсбергов, так что поверхность ледникового щита целиком представляет собой область абляции. Для упрощения был принят параболический профиль. В соответствии с таким профилем толщина льда в центре щита равна 4700 м. В Антарктиде наибольшая измеренная толщина льда равна 4776 м. Из табл. 9.1 видно, что для поддержания стационарного состояния ледникового щита на большей его части достаточны небольшие скорости течения льда, что объясняется малой скоростью аккумуляции и большой толщиной льда. При малых скоростях течения льда его частица затратила бы 75000 лет на то, чтобы пройти путь от точки с $x = 50$ км и до края щита. Около 60 % этого времени частица льда затратила бы на то, чтобы добраться до точки с $x = 300$ км. В рассмотренной модели увеличение скорости аккумуляции в некоторое число раз приведет к увеличению скоростей течения льда в такое же число раз. Скорости, приведенные в табл. 9.1, по-видимому, типичны для центральных частей Антарктиды. Однако близ побережья большая часть льда канализирована в *потоки*, лед в которых движется со скоростью порядка 1 км/год.

Основываясь на том, что лед достигает побережья за чрезвычайно длительное время, предложили сбрасывать отходы ядерных электростанций в Центральной Антарктиде [414, 567]. Канистры с отходами из-за их собственного тепловыделения растапливали бы лед и достигли ледникового ложа, где скорости течения льда самые низ-

кие. Однако открытие в центральной части ледникового покрова подледных "озер" [397] показало, что такой способ захоронения радиоактивных отходов небезопасен. Если подледниковая вода по системе стока действительно выносится за пределы покрова, радиоактивные отходы достигнут океана значительно быстрее, чем если бы они переносились льдом.

Реконструкция ледниковых покровов, существовавших в прошлом

Морены и других ледниковые отложения свидетельствуют о границах распространения ледниковых покровов в прошлом. Такие реконструкции дают граничные условия, необходимые для моделей атмосферной циркуляции в ледниковые эпохи. Кроме того, при оценках объема, существовавших в прошлом ледниковых покровов, вырабатываются способы проверки геологических данных об изменениях уровня Мирового океана.

Поскольку скорости аккумуляции и абляции и температуры ледниковых покровов в ледниковые эпохи неизвестны, то, по-видимому, правильнее будет использовать простейшие модели, т.е. при их построении предполагать, что лед – идеально пластический материал. Такие модели имеют еще одно дополнительное преимущество, состоящее в том, что профиль покрова оказывается одним и тем же вне зависимости от того, какой покров в плане – в виде ли длинной полосы или круга. В случае же более сложных моделей такого преимущества нет. Хотя для долинных ледников альпийского типа касательное напряжение на ледниковом ложе находится в пределах от 50 до 150 кПа, почти для всех ледниковых покровов среднее значение в 100 кПа представляется слишком высоким. Для ледниковых покровов касательное напряжение на ледниковом ложе меняется от 0 до 100 кПа при среднем значении, вероятно, равном 50 кПа [403, с. 891]. Уравнения (9.1) и (9.2) при $\tau_0 = 50$ кПа дают следующее уравнение для профиля:

$$h = 3{,}4(L - x)^{1/2}, \qquad (9.12)$$

где h – толщина льда на расстоянии $L - x$ от края щита. Все величины даны в метрах.

Интегрирование различных уравнений для профиля показывает, что объем V круглого в плане ледникового щита с радиусом L и мак-

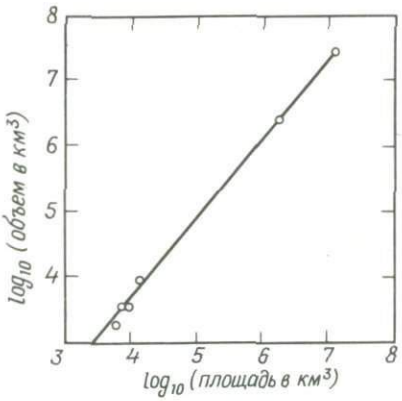


Рис. 9.4. Зависимость объема от площади шести современных ледниковых покровов и соответствующая линия регрессии (9.13).

Масштаб логарифмический. Ледниковые покровы в порядке уменьшения их размеров следующие: Антарктический покров, Гренландский покров, купол Лоу (частично), Ватнайокуль, купол острова Рузвельта и купол Барнеса [403].

симальной толщиной H пропорционален величине L^2H вне зависимости от того, описывается ли профиль уравнением (9.12) или (9.8) или уравнениями (9.10) и (9.11) [403]. Но согласно уравнению (9.1), $H \sim L^{1/2}$ и всегда $S = \pi L^2$. Поэтому $V \sim S^{1,25}$. На рис. 9.4 в логарифмическом масштабе показана зависимость объема от площади шести ледниковых покровов, на которых была проведена достаточно подробная для определения их объемов радиолокация. Линия регрессии следующая:

$$\log V = 1{,}23\,(\log S - 1). \tag{9.13}$$

Коэффициент регрессии очень близок к теоретическому значению 1,25. Отсюда следует, что для оценки профилей и объемов ледниковых покровов, существовавших в ледниковые эпохи, можно использовать уравнения (9.12) и (9.13).

Соотношение между рельефом поверхности ледника и рельефом его ложа

Как сказано в предыдущем разделе, *теоретические профили*, основанные на уравнении (9.4), т.е.

$$\tau_b = -\rho g h\,(dh/dx), \tag{9.14}$$

достаточно удовлетворительно описывают мелкомасштабные профили Гренландского и Антарктического ледниковых покровов. Однако сравнения, проведенные по ограниченным площадям, показали, что теоретические профили не могут объяснить некоторые крупномасштабные особенности профиля поверхности Антарктического покрова [48, 459]. В результате развития методов радиозондирования удалось получить непрерывные профили подледниковой подстилающей поверхности. Полученные данные привлекли к развитию теории, связывающей особенности рельефа поверхности ледникового щита с рельефом его ложа.

Соответствующая теория описана в гл. 6. Неровности ледникового ложа приводят к градиентам продольного напряжения во льду. Полагают, что они аннулируются при осреднении по расстояниям, в 20 раз превышающим толщину льда, но остаются значительными при осреднении по меньшим расстояниям [72]. В этом случае в уравнение (9.14) необходимо ввести поправочные члены. Полное уравнение (6.46) следующее:

$$\tau_b = \rho g h \alpha + 2G - T, \tag{9.15}$$

где

$$G = (d/dx)(h\tilde{\sigma}_x'), \tag{9.16}$$

и

$$T = \int_{h_b}^{h_s} \int_{h_b}^{y} (\partial^2 \tau_{xy}/\partial x^2)\, dy\, dy', \tag{9.17}$$

где ось x направлена горизонтально, ось y – вертикально вверх, $y = h_s$ – уравнение поверхности ледника, $y = h_b$ – уравнение ложа, α – угол наклона поверхности ледника и $\tilde{\sigma}_x'$ – продольная компоненты девиатора напряжений, осредненная по толщине льда. Деформация льда предполагается плоской. Бадд [74] считает, что величина T пренебрежимо мала, если осреднение проводится по горизонтальному расстоянию порядка $4h$. Тогда, обозначив символом $\langle\ \rangle$ осреднение по такому масштабу, получим, что

$$\langle \tau_b \rangle = \rho g \langle h \alpha \rangle + 2 \langle G \rangle . \tag{9.18}$$

При осреднении по расстояниям порядка $20h$ имеем

$$\bar{\tau}_b = \rho g \overline{h\alpha} . \tag{9.19}$$

Робин [448] проанализировал связь между рельефом поверхности ледникового щита и рельефом ледникового ложа по данным, полученным на 46-километровом отрезке линии тока, идущей южнее станции Кемп-Сенчури (северо-запад Гренландии). Он предположил, что касательное напряжение на ледниковом ложе постоянно, поэтому

$$\tau_b = < \tau_b > = \bar{\tau}_b . \qquad (9.20)$$

Робин также предположил, что $h = < h > = \bar{h}$, и потому из уравнений (9.18), (9.19) и (9.20) следует, что

$$< \alpha > - \bar{\alpha} = - 2G / (\rho g h). \qquad (9.21)$$

Значение величины G можно найти из реологического закона и по измеренным значениям продольной скорости деформации на поверхности $(\dot{\varepsilon}_x)_s$, если предположить, что $\tilde{\sigma}'_x (dh/dx) << h(d\tilde{\sigma}'_x/dx)$, $\tilde{\tau}_{xy} << \tilde{\sigma}'_x$, $\dot{\varepsilon}_x$ не меняется с глубиной. В этом случае

$$G = A^{-1/n} h (dh/dx) \{ | \dot{\varepsilon}_x |_s^{1/n} \} \operatorname{sgn} \dot{\varepsilon}_x , \qquad (9.22)$$

где sgn – символ знака. Но перечисленные выше предположения сомнительны. Более того, используемое здесь осредненное по глубине значение параметра A из реологического закона ненадежно. Поэтому вычисленное значение величины G в лучшем случае будет грубой оценкой.

Из уравнений (9.21) и (9.22) следует, что флуктуации наклона поверхности ледникового щита относительно его среднего значения можно получить по измерениям продольной скорости деформации. На самом деле Робин не измерял величину $\dot{\varepsilon}_x$; он получил ее по измерениям баланса массы и из следующего уравнения, выведенного из уравнения (6.38):

$$\dot{\varepsilon}_x = (b \doteq u_s \, dh/dx)/h .$$

Это уравнение получено в следующих предположениях: ледниковый щит находится в стационарном состоянии, деформация его плоская, величина $\dot{\varepsilon}_x$ постоянна по глубине, наклон поверхности равен $- dh/dx$. Робин обнаружил, что член, связанный с градиентом продольного напряжения, действительно объясняет флуктуации наклона поверхности ледникового щита вдоль линии тока. Чтобы получить количественное согласие между наблюдаемыми флуктуациями и их значениями, вычисленными по уравнению (9.21), нужно было уменьшить вдвое используемые в вычислениях величины скоростей деформации. Причину этого Робин видел в том, что либо ледниковый покров не нахо-

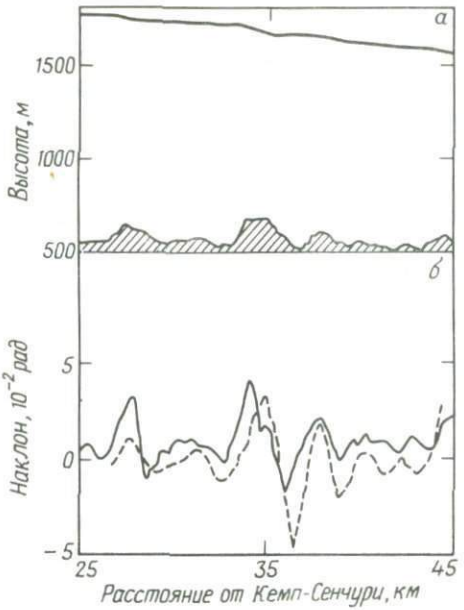


Рис. 9.5. а — профили поверхности и ложа вдоль части линии тока, проходящей южнее станции Кемп-Сенчури, Гренландия. *б* — для сравнения приведены измеренный наклон поверхности (сплошная линия) и вычисленный по уравнению (9.21) (пунктирная линия) [448].

дится в стационарном состоянии, либо его деформация не плоская. Результаты сравнения частично показаны на рис. 9.5. Поскольку наклон изменяется в широком диапазоне (флуктуации наклона на порядок больше его среднего значения), это сравнение служит убедительным доказательством справедливости теории. Бейцель [44] провел аналогичный анализ по другим линиям тока Антарктического ледникового покрова. Он также получил удовлетворительное соответствие между наблюдаемыми и теоретическими флуктуациями наклона поверхности ледникового щита.

Полярные ледниковые покровы обладают одним характерным свойством: в спектре неровностей их поверхностей есть преобладающая длина волны, которая в несколько раз превосходит толщину покрова. Например, Листер [294] на Южнополярном плато наблюдал неровности поверхности со средней амплитудой от 20 до 25 м и со средней длиной волны, равной приблизительно 12 км. Измерения, проведенные в Южной Гренландии с помощью радиоальтиметра со

спутника, показали, что там существуют поверхностные волны с длиной волны порядка 10 км [570]. Это, разумеется, является следствием того, что на профиль поверхности ледникового щита наиболее сильно влияют такие неровности ледникового ложа, длины волн которых лежат в некотором выделенном интервале; этот интервал зависит в свою очередь от толщины льда.

Бадд [74] рассмотрел плоский слой ньютоновской вязкой жидкости и, используя сложный анализ, вычислил возмущения распределений скорости и напряжения, возникающие как следствие синусоидальных возмущений ледникового ложа. Он нашел, что в стационарном случае профиль ложа с заданной длиной волны приводит к такому же волновому профилю поверхности ледникового щита, но со сдвигом по фазе на 90°. Поэтому поверхность щита будет самой крутой там, где лед самый тонкий, как и следует из простой формулы для касательного напряжения на ледниковом ложе. Амплитуда поверхностных волн меньше амплитуды волн на ложе, и это различие определяется *декрементом затухания*, который зависит от длины волны и от толщины, скорости движения и эффективной вязкости льда. Затухание минимально для длин волн, в 3,3 раза превосходящих толщину льда. Бадд предположил, что возмущение среднего напряжения равно нулю, т.е. он рассматривал возмущения только девиатора напряжений. Это упрощает математическую сторону дела, и в частности позволяет получить решение, при котором можно не использовать касательные граничные условия на поверхности ледникового щита или на ледниковом ложе. Однако такое предположение неоправданно.

Подобный анализ не проясняет вопроса, почему ледниковый щит ведет себя именно таким образом. Однако наблюдения подтверждают теорию. Спектральный анализ наклонов ледникового щита, проведенный Баддом и Картером [77] на куполе Лоу в Антарктиде, показал, что в спектре отклонений наклона поверхности ледникового щита от его среднего значения самые большие амплитуды имеют возмущения с длинами волн, лежащими в интервале от 2 до 5 км или, что то же, в 2,2 – 5,5 раза превосходящими толщину льда, в то время как в спектре наклонов ледникового ложа самые большие амплитуды были у возмущений с длинами волн от 1 до 2 км. Аналогичный анализ данных по Земле Королевы Мод в Антарктиде показал, что затухание минимально для длин волн, втрое превосходящих среднюю толщину льда [44].

Скорость роста и распада ледниковых покровов

Предыдущий анализ относился к ледниковому щиту, находящемуся в стационарном состоянии. В действительности же размеры и скорости течения ледниковых покровов непрерывно следуют за изменениями климата. Детали этого процесса можно изучать на основе теории возмущений или с помощью численного моделирования, что относится к гл. 12. Однако времена роста и распада ледникового щита можно грубо оценить простыми методами [544]. Этот важный вопрос встал при исследовании хронологии плейстоцена и причин ледниковых эпох.

Рассмотрим идеально пластичный ледниковый щит, покоящийся на горизонтальном ледниковом ложе, используя систему координат, показанную на рис. 9.1. Тогда профиль щита примет вид [см. уравнение (9.2)]:

$$h = K(L - x)^{1/2}, \tag{9.23}$$

где K – постоянная, зависящая от предела текучести. Предположим, что вся аккумуляция, скорость которой обозначим через c, сосредоточена на самом ледниковом щите и что ее нет в его окружении. Предположим также, что нет и абляции. Но тогда ледниковый щит должен расти. Пусть V – объем ледникового щита, приходящийся на единицу длины в направлении, перпендикулярном плоскости рис. 9.1. Интегрирование уравнения (9.23) дает

$$V = (4/3)KL^{3/2}.$$

Скорость изменения объема равна

$$dV/dt = 2KL^{1/2}(dL/dt).$$

Но она же должна равняться $2cL$. Это приводит к дифференциальному уравнению, интегрирование которого дает

$$t = 2c^{-1}K(L^{1/2} - L_0^{1/2}), \tag{9.24}$$

где t – время, за которое ширина ледникового щита увеличится с $2L_0$ до $2L$. Если климатические изменения таковы, что всюду на ледниковом щите происходит абляция, толщина льда начнет уменьшаться. Если при этом наклон поверхности покрова остается без изменений, касательное напряжение на ледниковом ложе станет меньше предела текучести и ледниковый щит превратится в застойный. Скорость изменения толщины льда в каждой точке равна скорости абляции, поэтому профиль поверхности через время t будет описываться

уравнением

$$h = K(L_0 - x)^{1/2} - at,$$

где $2L_0$ – начальная ширина шита. Точки, где толщина льда h отрицательна, не принимаются во внимание. Полуширина шита L в момент времени t, определяемая из условия $h = 0$, равна

$$L = L_0 - a^2 t^2 / K^2,$$

откуда

$$t = a^{-1} K (L_0 - L)^{1/2}. \qquad (9.25)$$

Сравнение уравнений (9.24) и (9.25) показывает, что если скорости аккумуляции и абляции равны, время роста составляет приблизительно половину времени распада. Скорости абляции обычно в 3 – 4 раза больше скоростей аккумуляции. Поэтому ледниковый щит распадается значительно быстрее, чем растет. Если вместо нереального предположения о переходе ледникового щита в застойное состояние предположить, что он постоянно движется, тогда время распада можно вычислять по уравнению (9.24), в котором переставлены местами L и L_0, а величина c заменена на a. В этом случае время распада все еще остается меньше времени роста что объясняется разницей в скоростях аккумуляции и абляции. Более полный анализ роста и распада ледникового щита, обладающего как областью аккумуляции, так и областью абляции, приводит приблизительно к тем же показателям времени роста и распада [544].

Приведенные выше формулы дают показатели времени, грубо согласующиеся с аналогичными показателями роста и распада континентальных ледниковых покровов, существовавших в период последнего оледенения. Например, для величины c = 0,35 м/год, которая соответствует современному осредненному по Гренландии значению скорости абляции, L = 1000 км, L_0 = 0 и предела текучести, равного 100 кПа, уравнение (9.24) дает время роста порядка 27 000 лет. Для a = 1 м/год, L_0 = 1000 км, L = 0 и того же предела текучести уравнение (9.25) дает время распада порядка 4800 лет. Однако рассмотренная модель излишне упрощена. В быстром распаде Лаврентийского и Фенноскандинавского ледниковых покровов большую роль сыграло вклинивание моря наподобие современных залива Хадсон и Балтийского моря. Кроме того, большое значение имел откол айсбергов при образовании обширных подпрудных озер, расположенных у южных границ покровов.

Вертман [555] и Берчфилд [60] использовали аналогичные модели для развития теории ледниковых эпох Миланковича. Согласно гипотезе Миланковича, перемежаемость ледниковых и межледниковых эпох связана с колебаниями количества солнечной радиации, поступающей за летний период в северные широты. Эти колебания происходят в результате процессии земной оси, изменения ее наклона по отношению плоскости вращения Земли вокруг Солнца и изменения эксцентриситета земной орбиты. Эти колебания имеют периоды 21 000, 41 000 и 100 000 лет соответственно. Влияние изменения эксцентриситета на распределение солнечной радиации мало по сравнению с влиянием двух других указанных изменений. Более того, 100 000 -летний период преобладает в изменениях суммарного объема льда на Земле. Это следует из анализа керна, полученного при глубоководном бурении [198].

В модели течение ледникового покрова рассматривали в идеально пластическом приближении. Кроме того, предполагали, что высота *снеговой линии,* разделяющей поверхности ледниковых покровов на области аккумуляции и абляции, линейно убывает с ростом географической широты, достигая уровня моря на некоторой "нулевой" широте. В модели изменение количества солнечной радиации переводили в изменение "нулевой" широты, оставляя при этом постоянной скорость линейного убывания высоты снеговой линии с широтой. Вертман пришел к выводу, что колебания количества солнечной радиации, которые Миланкович связывал с астрономическими факторами, достаточно велики для объяснения наступления ледниковых эпох; однако этот вывод сильно зависит от того, каким предполагать отношение скоростей аккумуляции и абляции. Берчфилд исследовал реакцию ледникового покрова на периодические колебания снеговой линии и получил большое различие в результатах, относящихся к разной периодичности. При 10 000-летней периодичности ширина ледникового покрова с той же периодичностью сначала увеличивалась на несколько сотен километров, а затем убывала до нуля; при этом больших ледниковых покровов никогда не образовывалось. При периодах от 20 000 до 50 000 лет ледниковая эпоха продолжалась непрерывно; ледниковый покров увеличивался до своего равновесного размера, а уменьшаясь, никогда не достигал нуля. Периодичность в 100 000 лет достаточно велика для того, чтобы ледниковый покров смог увеличиться до континентальных размеров и затем сжаться до нулевых, начав свое очередное увеличение только с наступлением следующего

похолодания. При этом установлен сдвиг во времени между временем, когда "нулевая" широта достигает своего самого северного положения и временем, когда ледниковый покров достигает своего максимального размера. Величина таких сдвигов колеблется от 4000 до 12000 лет. Берчфилд также полагает, что наблюдаемые в природе колебания с периодом 100 000 лет быть может происходят в результате наложения двух вынуждающих колебаний большей частоты.

Рассмотренная модель демонстрирует, насколько сложным оказывается поведение ледникового покрова, если характерное время его роста сравнимо с периодом климатических изменений.

Тепловая конвекция в Антарктическом ледниковом покрове

Хьюз [231, 235] полагает, что в некоторых частях Антарктического ледникового покрова может быть тепловая конвекция. Основой для этого соображения служит обнаруженная на станции Бэрд небольшая инверсия плотности льда [160]; лед имеет максимальную плотность, равную 920,6 кг/м ^{3}, на глубине 1000 м, в то время как плотность льда в придонной части убывает до величины 917 кг/м ^{3}. Такая инверсия существует вследствие того, что придонный лед на 27 К теплее льда, лежащего на глубине 1000 м. В своих ранних работах Хьюз полагал, что конвекция приводит к стандартным конвективным ячейкам. Позднее он изменил точку зрения в пользу иного типа конвекции. Конвекция начинается в центральной части ледникового покрова близ своего ложа в виде "неустойчивых пульсаций" изотерм. Эти пульсации переходят сначала в выпучивания, а затем в узкие восходящие столбы теплого придонного льда. Тонкие горизонтальные слои этого льда входят в область холодного льда, который в свою очередь постепенно погружается, обтекая столбы теплого льда. Для начала конвекции необходимо, чтобы лед в исходном течении находился в стадии переходной ползучести и чтобы затем кристаллы льда приобрели благоприятную для конвективного течения ориентацию. Более того, предложенная теория существенно использует условие статичности ледникового щита, когда нет сколько-нибудь значительного сдвига. Другие детали этой теории можно найти в работе Хьюза [235].

Наблюдения не подтверждают эти гипотезы. Так, некоторые особенности результатов радиолокации Хьюз [231] первоначально интер-

претировал как конвективные ячейки, но Харрисон [190] показал, что это неверно. Кроме того, в качестве косвенных доказательств Хьюз [233, 235, 236] приводил результаты трех типов наблюдений: свидетельства анизотропии структуры льда, полученные с помощью сейсмического зондирования Западноантарктического ледникового покрова [50]; высокие скорости, обнаруженные в антарктических *ледяных потоках* (см. ниже); узкие острые "холодные пики" в глубинных кислородно-изотопных профилях (рис. 15.6). Но все эти наблюдения можно объяснить другими способами. Вертикальный температурный профиль Антарктического ледникового покрова, полученный на станции Бэрд, не слишком отличается от того, который получают в моделях стационарного щита; это было бы не так, если бы конвекция действительно происходила. Наиболее убедительные данные, свидетельствующие против конвекции, дают результаты радиолокации; они показывают, что слои во льду остаются непрерывными на расстояниях в несколько сотен километров (рис. 5.6).

Шельфовые ледники

Большая часть Антарктического континента окружена *шельфовыми ледниками* — большими плитами плавающего льда. Они питаются за счет стекания льда из внутренних частей покрова и аккумуляции снега. Абляция, как правило, происходит посредством откалывания айсбергов и таяния на ледниковом ложе; однако на нем близ внутренней границы шельфового ледника возможна аккумуляция от замерзания морской воды. Лед растекается под действием собственного веса, что приводит к его движению в направлении моря. Почти все шельфовые ледники приурочены к заливам, берега которых оказывают сопротивление движению льда; последнее сдерживается также островами и мелями, на которые садятся шельфовые ледники. Если шельфовый ледник садится на мель на большой площади, в этих местах он принимает форму купола. Такие области называют *областями ледникового поднятия*. В таких областях имеется локальное радиальное растекание льда, не зависящее от течения шельфового ледника в целом. На границах ледниковых поднятий наблюдаются многочисленные трещины, которые образуются в результате касательных напряжений, возникающих при обтекании шельфовым ледником ледниковых поднятий.

Самым большим шельфовым ледником считается шельфовый ледник Росса, площадь которого равна приблизительно $525 \cdot 10^3$ км^2. Толщина его более 1000 м там, где он выходит на плав, и снижается

до 250 м у его морской границы, причем 30 м из них приходится на ледяной обрыв к морю. (Высота такого обрыва, равно как и глубина трещин, ограничены данной величиной, определяемой пластическими свойствами льда; см. гл. 11). Скорость аккумуляции лежит в интервале от 0,07 до 0,25 м/год в водном эквиваленте. Скорость таяния на нижней поверхности измерить трудно. Полагают, что она равна приблизительно 1 м/год во фронтальной части и уменьшается до нуля на расстояние 150 км в глубь шельфового ледника. Типичные скорости составляют несколько сотен метров в год, возрастая до 1 км/год во фронтальной части.

Как и в случае горных ледников и ледниковых щитов, распределение напряжений и скорости в шельфовом леднике и форму его стационарного профиля можно вычислить, используя методы теории пластичности. Случай шельфового ледника особенно прост, потому что граничные условия хорошо известны, все величины в горизонтальном направлении изменяются медленно и горизонтальные скорости постоянны по глубине. Впервые анализ растекания шельфовых ледников провели Вертман [538] и Робин [447]. Томас [503] развил теорию, а Сандерсон [467] вычислил стационарный профиль.

Течение неограниченного шельфового ледника

В этом разделе мы будем следовать анализу Вертмана [538]. Используемая система координат показана на рис. 9.6. Начало координат расположим в центральном сечении на уровне моря. Направим оси x и z горизонтально, а ось y – вертикально вверх. Пусть толщина

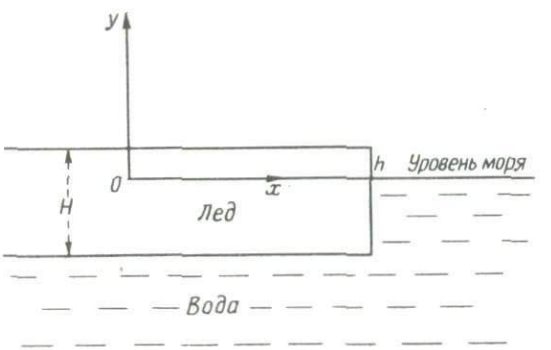


Рис. 9.6. Система координат для шельфового ледника.

льда равна H и высота верхней поверхности над уровнем моря равна h. Величины h и H меняются только по координате x и притом медленно. Обозначения компонент тензоров напряжений и скоростей деформации такие же, как и в гл. 6.

Для упрощения математических вычислений предположим, что плотность льда ρ постоянна. Это предположение не искажает основных черт течения. Однако оно не реалистично, поскольку значительная часть шельфового ледника сложена фирном. Более того, Томас [504] показал, что использование средней плотности вместо плотности, изменяющейся с глубиной, приводит к завышению эффективного касательного напряжения вдвое. Уравнения в случае переменной плотности можно найти в работе Сандерсона [467].

Поскольку шельфовый ледник не ограничен с боков, то имеется полная симметрия всех компонент тензоров напряжений и скоростей деформации в x- и z-направлениях. Поэтому $\sigma_x = \sigma_z$ и $\tau_{xz} = 0$. Отсюда следует, что

$$\sigma'_x = \sigma_x - (1/3)(\sigma_x + \sigma_y + \sigma_z) = (1/3)(\sigma_x - \sigma_y) = \sigma'_z,$$

$$\dot{\sigma}'_y = -2\dot{\sigma}'_x. \qquad (9.26)$$

Предположим, что $\tau_{xy} = \tau_{yz} = 0$. Тогда компоненты тензора скоростей деформации не будут зависеть от глубины. Это было бы верно, если бы верхняя поверхность была горизонтальной; но и в общем случае это является хорошим приближением, поскольку наклон верхней поверхности шельфовых ледников очень мал [468], откуда следует, что эффективное касательное напряжение равно

$$\tau = 3^{1/2}\dot{\sigma}'_x = 3^{-1/2}(\sigma_x - \sigma_y). \qquad (9.27)$$

Второе уравнение равновесия принимает вид

$$\partial\sigma_y/\partial y = \rho g.$$

Тогда, если пренебречь атмосферным давлением, имеем, что

$$\sigma_y = \rho g(y - h). \qquad (9.28)$$

Выражение для σ_x можно получить из того факта, что суммарная сила, действующая на вертикальную колонку льда в шельфовом леднике, должна компенсировать суммарную горизонтальную силу, приложенную к фронтальной стенке со стороны морской воды. Поэтому,

$$\int_{h-H}^{h} \sigma_x\, dy = \int_{h-H}^{0} \rho g y\, dy = -(1/2)\rho g(H-h)^2,$$

где ρ – плотность морской воды. Откуда, используя условие гидростатического равновесия $\rho H = \rho'(H - h)$, имеем

$$\int_{h-H}^{h} \sigma_x \, dy = -(1/2)\rho g H (H - h). \tag{9.29}$$

Из уравнения (9.28) следует, что

$$\int_{h-H}^{h} \sigma_y \, dy = -(1/2)\rho g H^2. \tag{9.30}$$

Тогда с учетом уравнения (9.27) получим

$$3^{1/2} \int_{h-H}^{h} \tau \, dy = (1/2)\rho g h H. \tag{9.31}$$

С помощью уравнения (9.27) и реологического закона получим следующее выражение для эффективной скорости и деформации:

$$\dot{\varepsilon} = 3^{1/2} \dot{\varepsilon}_x = (\tau / B)^n, \tag{9.32}$$

где постоянная A из реологического закона заменена на B^{-n}. Так как ε_x не зависит от y, то

$$3^{1/2n} \dot{\varepsilon}_v^{1/n} \int_{h-H}^{h} B \, dy = \int_{h-H}^{h} \tau \, dy,$$

и, используя уравнение (9.31), получим

$$\dot{\varepsilon}_x = 3^{-(n+1)/2} \{(1/2)\rho g h / \bar{B}\}^n, \tag{9.33}$$

где $\bar{B} = (1/H) \int_{(h-H)}^{h} B \, dy$. Уравнение (9.33) дает выражение для скорости растекания неограниченного шельфового ледника [538]. Любой горизонтальный отрезок в шельфовом леднике будет растягиваться сообразно этой скорости растекания. Ее величина всегда положительна. Шельфовый ледник может растекаться, но сохранять при этом постоянную толщину при любой аккумуляции, а абляция всегда приводит к его утончению.

Шельфовый ледник в заливе с параллельными сторонами

Следующий шаг состоит в рассмотрении шельфового ледника, ограниченного с боков параллельными стенками – коренными бере-

гами [71, 102, 503]. Далее мы будем следовать анализу Томаса. Ось x пустим в направлении течения. Стенки вызывают касательное напряжение на боковых плоскостях шельфового ледника. В каждой точке сила на единицу объема равна $-\partial\tau_{xz}/\partial z$. Поэтому суммарная направленная вниз по течению сила, действующая на вертикальную колонку льда с единичной шириной в z-направлении, расположенная между сечениями с координатами x и X, где X – координата внешней границы залива, равна

$$F_s = -\int_x^X \int_{h-H}^{h} (\partial\tau_{xz}/\partial z)\, dx\, dy . \qquad (9.34)$$

Прежде чем продолжать, сделаем два предположения.

1. $\partial\tau_{xz}/\partial z$ не зависит от z. Поэтому

$$\partial\tau_{xz}/\partial z = \tau_{xz}/z , \qquad (9.35)$$

поскольку τ_{xz} должно равняться нулю на центральном сечении $z = 0$.

2. Осредненное по y значение τ_{xz} на боковых плоскостях ограничено величиной τ_0, не зависящей от величины x. Предполагается, что ее значение то же, что и для касательного напряжения на ложе ледниковых покровов, а именно оно лежит в пределах от 50 до 100 кПа. Пусть Z – полуширина шельфового ледника. Тогда из уравнения (9.35) имеем, что

$$\partial\tau_{xz}/\partial z = \tau_0/Z ,$$

и уравнение (9.34) принимает вид

$$F_s = -\int_x^X (\tau_0 H/Z)\, dx . \qquad (9.36)$$

Суммарная сила $F = -\int_{h-H}^{h} \sigma_x\, dy$, сдерживающая движение шельфового ледника, складывается теперь из силы, вызванной давлением морской воды (9.29) и силы F_s.

Как и ранее, используя реологический закон, можно получить выражение для $\dot{\varepsilon}_x$. Оно применимо только к центральному сечению, поскольку мы должны предполагать, что $\tau_{xz} = 0$. Откуда следует, что

$$\dot{\varepsilon}_x = \{(\frac{1}{2})\rho g H^2 - F\}^n (2H\bar{B})^{-n} =$$

$$= \{(\frac{1}{2})\rho g h H + \tau_0 \int_x^X (H/Z)\, dx\}^n (2H\bar{B})^{-n}. \qquad (9.37)$$

Числовой множитель в этом уравнении отличается от того, который был в уравнении (9.33), поскольку для ограниченного шельфового ледника $\dot{\varepsilon}_z = 0$.

В общем случае, при условии что $\dot{\varepsilon}_z = \alpha\dot{\varepsilon}_x$, $\dot{\varepsilon}_{xz} = \beta\dot{\varepsilon}_x$, выражение для $\dot{\varepsilon}_x$ имеет следующий вид [503]:

$$\dot{\varepsilon}_x = \theta\{(\frac{1}{2})\rho gH^2 - F\}^n (H\bar{B})^{-n}, \qquad (9.38)$$

$$\theta = (1 + \alpha + \alpha^2 + \beta^2)^{(n-1)/2}(2 + \alpha)^{-n}. \qquad (9.39)$$

Множитель θ определяет относительную величину вкладов компонент тензоров напряжений и скоростей деформации в эффективные касательное напряжение и скорость деформации. Величину этого множителя определяют по измерениям компонент тензора скоростей деформации на верхней поверхности.

Томас [504] обобщил уравнение (9.38) на случай плотности, меняющейся с глубиной, и использовал его для определения параметров n и B реологического закона по измерениям скорости растекания шельфовых ледников разной толщины. Он измерял $\dot{\varepsilon}_x$ и $\dot{\varepsilon}_z$, что дает значение величины α в тех местах, где, как он полагал, шельфовые ледники не ограничены боковыми стенками. В этих местах $\dot{\varepsilon}_{xz}$ и F_s равны нулю и, согласно уравнению (9.29), $F = (1/2)\rho gH(H - h)$. Для определения B нужно знать или оценить среднюю температуру льда. Соответствующие результаты приведены на рис. 3.6.

Скорость шельфового ледника равна

$$u = u_0 + \int_0^x \dot{\varepsilon}_x \, dx,$$

где u_0 – скорость в начале координат.

Пусть c – скорость аккумуляции на верхней поверхности и a, взятое с положительным знаком, – скорость таяния на нижней поверхности. Тогда уравнение неразрывности (6.37) принимает вид

$$\partial H/\partial t = c - a + v_s - v_b + (u_s \operatorname{tg}\alpha - u_b \operatorname{tg}\beta), \qquad (9.40)$$

где α и β – углы наклона верхней и нижней поверхностей, v – y-компонента скорости, а индексы s и b означают, что соответствующие величины взяты на верхней и нижней поверхностях. В случае шельфового ледника величины $u_s = u_b = u$ и $\dot{\varepsilon}_x$ не меняются с глубиной. Поскольку для ограниченного шельфового ледника $\dot{\varepsilon}_z = 0$, интегрирование условия несжимаемости дает

$$H\dot{\varepsilon}_x = v_b - v_s$$

В стационарном состоянии $\partial H / \partial t = 0$, тогда уравнение (9.40) переходит в

$$c - a - H\dot{\varepsilon}_x = u(\partial H / \partial x).$$

Поместим начало координат на внешней границе шельфового ледника, т.е. там, где $x = X$. Тогда

$$\delta H = (c - a - H\dot{\varepsilon}_x)\{u(X) + \int_X^x \dot{\varepsilon}_x \, dx\}^{-1} \delta x . \qquad (9.41)$$

Если по уравнению (9.37) определить величину $\dot{\varepsilon}_x$ как функцию H и x, то по уравнению (9.41) можно построить профиль шельфового ледника, считая известными величины $u(X)$ и $H(X)$ [467]. Скорость на внешней границе шельфового ледника можно измерить. Толщина льда там определяется методом проб и ошибок с таким расчетом, чтобы получаемый профиль дал правильную толщину льда на *линии налегания*, которая разделяет налегающую и плавующую части ледника. Толщина льда на линии налегания определяется глубиной моря в данном месте.

Сандерсон [467] обнаружил, что вычисляемая в рамках модели толщина льда на линии налегания крайне чувствительна к величинам скорости и толщины льда на внешней границе. В шельфовом леднике приводящая его в движение масса льда, лежащего выше уровня моря, сбалансирована сдерживающей силой, возникающей за счет сдвига в боковых частях ледника. Неудачный выбор $u(X)$ и $H(X)$ приводит к тому, что один из этих членов доминирует над другим. Сандерсон [467] вычислил профили стационарных шельфовых ледников для разных значений скоростей аккумуляции и абляции. Он нашел, что градиент толщины $\partial H / \partial x$ отличается весьма мало, хотя толщина и скорость отличаются сильно. Поэтому можно предположить, что для стационарности шельфового ледника необходимо, чтобы обе управляющие его движением силы изменялись в x-направлении с одинаковой скоростью. Эти силы представлены в виде двух слагаемых в правой части уравнения (9.37). Поскольку шельфовый ледник находится в условиях гидростатического равновесия, то сила, обусловленная весом льда, лежащего выше уровня моря, равна $(1/4)\rho g h / \bar{B} = (1/4)\rho g H(1 - \rho/\rho')/\bar{B}$.

Слагаемое, вызванное сдвигом, равно

$$(\tau_0 / 2H\bar{B}) \int_x^X (H/Z)\, dx .$$

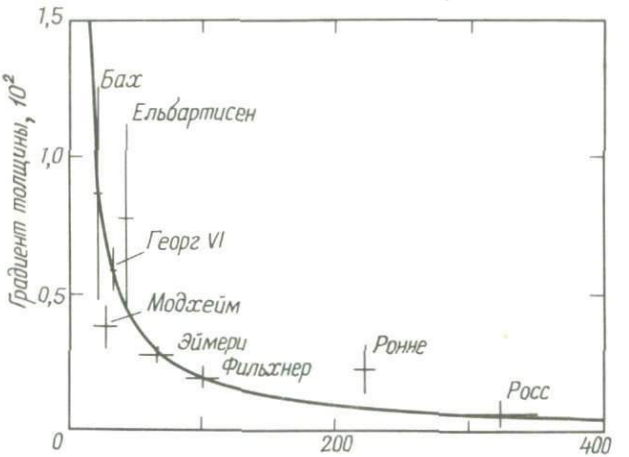


Рис. 9.7. **Связь между градиентом толщины и полушириной шельфовых ледников.**

В каждом случае приведены найденные интервалы изменения соответствующих величин. Проведенная на рисунке кривая соответствует теоретическому уравнению (9.42).

Сандерсон показал, что поскольку H медленно меняется в x-направлении, то сдвиговое слагаемое изменяется в этом направлении со скоростью, равной приблизительно $\tau_0/2Z\bar{B}$. Приравнивая ее к скорости изменения первого слагаемого, получим

$$\partial H/\partial x = 2\tau_0/\rho g Z (1 - \rho/\rho^*). \qquad (9.42)$$

Это приближенное выражение для градиента толщины льда не содержит скоростей аккумуляции и абляции, толщины льда, скорости и параметров реологического закона. Из этого выражения следует, что градиент толщины льда обратно пропорционален ширине шельфового ледника, что подтверждается данными полевых наблюдений (рис. 9.7).

Шельфовые ледники в открытых и закрытых заливах

Теперь рассмотрим шельфовый ледник, расположенный в заливе с вертикальными берегами, расходящимися под углом ψ. Такой шельфовый ледник расширяется в направлении его течения в сторону моря. Если шельфовый ледник течет, сохраняя свой контакт с берегами залива, то поперечная скорость деформации, осредненная по его ширине, должна равняться $(u/Z)\,\mathrm{tg}\,\psi$; здесь было сделано допус-

тимое предположение, согласно которому скорость, осредненная по ширине, равна своему значению на центральном сечении. Максимально возможная скорость растекания дана в уравнении (9.33). Поэтому

$$\operatorname{tg}\psi_{max} = 3^{-(n+1)/2}(Z/u)\{(1/2)\rho g h/\bar{B}\}^n . \qquad (9.43)$$

Если *угол расходимости* берегов залива превышает ψ_{max}, то шельфовый ледник по мере своего продвижения в сторону моря не может достаточно быстро растекаться в боковом направлении, сохраняя при этом контакт с берегами. Тогда, вероятно, шельфовый ледник должен распасться на несколько ледников. Подходящим примером служит *шельфовый ледник Эймери*, расположенный в заливе, берега которого расходятся под возрастающим углом. Вычисленное значение ψ_{max} равно 13,4°, что близко к углу 16°, под которым расходятся берега залива в районе внешней границы ледника [467].

В случае шельфового ледника, расположенного в заливе со сходящимися в направлении течения берегами, скорость движения и, вероятно, также и толщина льда будут возрастать по мере удаления от линии налегания. Это возрастание пока не наблюдали, поскольку очень немногие шельфовые ледники расположены в заливах со сходящимися берегами.

Другие особенности течения шельфовых ледников

Как отмечалось выше, сила, сдерживающая течение шельфового ледника, обусловлена сдвигом в боковых частях ледника и давлением воды на его внешнюю границу. Кроме того, сдерживающая сила возникает также в областях ледниковых поднятий и в некоторых других частях ледника. Это может сильно сказаться на профиле шельфового ледника. Более того, устойчивость шельфового ледника в заметной степени определяется мелями, на которые он садится близ своей внешней границы. Это обстоятельство имеет значение для всех шельфовых ледников вне зависимости от того, ограничены они или же не ограничены берегами заливов. Маловероятно, чтобы шельфовые ледники когда-либо распространялись за наиболее удаленные от континента мели, окружающие Антарктиду.

Несмотря на то что рассмотренные здесь теоретические модели позволили далеко продвинуться в понимании поведения шельфовых ледников, все же их реальное течение значительно сложнее, чем это следует из моделей. Так, на шельфовом леднике Росса толщина

льда и его скорость не однородны. Долинные ледники, текущие через Трансантарктические горы сохраняются на некотором расстоянии в шельфовом леднике в виде потоков льда, обладающих большой толщиной и большой скоростью. Бóльшая часть Земли Бэрда, расположенной в тылу у шельфового ледника Росса, дренируется несколькими быстро текущими *ледяными потоками*, привязанными к каналам на ледниковом ложе. Эти потоки сохраняются и в шельфовом леднике. Их течение сдерживается окружающим льдом. Толщина льда в потоках быстро уменьшается в направлении внешней границы шельфового ледника и по мере продвижения потоков; в теле шельфового ледника уменьшаются также сдвиг и изменение толщины в поперечном направлении и скорости льда.

Приведенный анализ касается только стационарных профилей. При увеличении скорости аккумуляции или при уменьшении скорости таяния на нижней поверхности толщина шельфового ледника будет увеличиваться. Она будет также увеличиваться, если уменьшится скорость растекания ледника вследствие появления новых площадей налегания ледника на морское дно. Это может произойти в результате падения уровня моря или поднятия морского дна как запоздалой реакции на его освобождение от налегающего льда в конце последнего оледенения. Более того, шельфовый ледник следует рассматривать вместе с питающим его ледниковым щитом. Увеличение скорости течения льда из ледникового щита приведет к увеличению толщины шельфового ледника. Утолщение шельфового ледника изменит положение линии налегания, на которой сходятся ледниковый щит и шельфовый ледник, что, в свою очередь повлияет на течение ледникового щита. Детали этих сложных взаимодействий и случай нестационарных профилей шельфовых ледников изучены еще не достаточно.

Устойчивость Антарктического ледникового покрова

Обычно считают, что горные ледники и ледниковые покровы – относительно устойчивые образования и что их реакция на колебания климата сводится к медленному наступанию или отступанию. Однако пульсирующие ледники, о которых пойдет речь в гл. 13, показывают, что это, вообще говоря, не так. Более того, с недавних пор стали считать, что, быть может, неустойчивость – это неотъемлемое свойство Антарктического ледникового покрова, которое может привести к

распаду заметной части покрова. Например, Уилсон [565] полагает, что именно пульсирующие ледники в Антарктиде приводят к ледниковым эпохам. В результате таких пульсаций значительная часть Южного океана окажется покрытой льдом. Тогда, согласно гипотезе Уилсона, увеличится количество отраженной солнечной радиации, что вызовет похолодание атмосферы. Это похолодание может оказаться достаточным для начала разрастания ледниковых покровов в Северном полушарии. Пульсация, быть может, и не приведет к ледниковой эпохе, но она заведомо скажется на климате и обязательно вызовет подъем уровня Мирового океана, причем этот подъем может оказаться настолько высоким, что все порты мира могут быть затопленными. С неустойчивостью связывают также быстрый распад ледниковых покровов в конце последнего оледенения.

На рис. 9.8 показан Антарктический ледниковый покров. Он разделен Трансантарктическими горами на две части, которые с точки зрения устойчивости обладают разными характеристиками, поэтому их следует рассматривать отдельно. Большая часть ледникового ложа Западноантарктического ледникового покрова находится значительно ниже уровня моря и останется на том же уровне даже после снятия ледниковой нагрузки. Такой ледниковый покров называют *"морским" ледниковым покровом*. Большая часть льда Западноантарктического ледникового покрова уходит в море через шельфовые ледники Росса и Ронне. Восточноантарктический ледниковый покров, содержащий более 80 % всех льдов на Земле, имеет форму широкого купола с максимальной высотой, близкой к 4000 м. За исключением одного или двух небольших участков, ледниковое ложе Восточноантарктического ледникового покрова лежит выше уровня моря. Если Восточноантарктический ледниковый покров растает, это приведет к 60-метровому подъему уровня Мирового океана. Аналогичная величина для Западноантарктического ледникового покрова равна приблизительно 5 м, т.е. гораздо меньшей не только потому, что Западноантарктический покров меньше Восточноантарктического, но также и потому, что Западноантарктический покров в настоящее время вытесняет значительное количество морской воды.

Бадд и Макиннес [79] с помощью численного моделирования исследовали возможность пульсаций в Восточной Антарктиде. Они нашли, что при подходящем выборе параметров численная модель Бадда (гл. 13) воспроизводит пульсацию. Разумеется, вопрос о том, будет ли пульсация в действительности, остается открытым. Бадд и др.

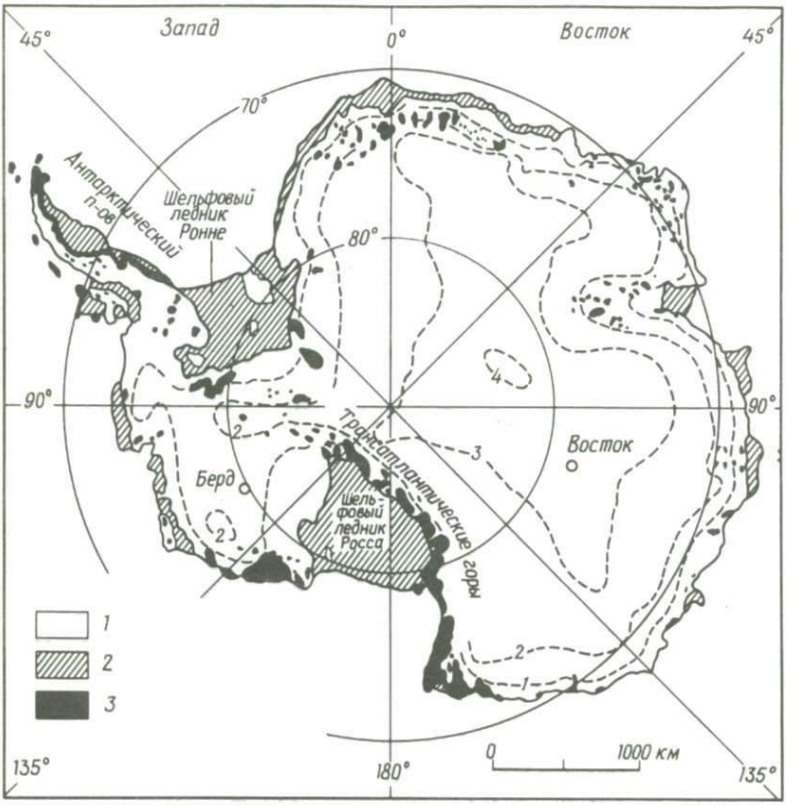


Рис. 9.8. Карта Антарктиды.
1 — ледниковый щит; *2* — шельфовый ледник; *3* — земля, свободная ото льда. Изолиния высоты дана в километрах.

[32] сравнили оценку суммарной аккумуляции в бассейне ледника Ламберта и шельфового ледника Эймери с расходом льда на его внешней границы. Они нашли, что аккумуляция приблизительно втрое превосходит расход. Хьюз [237, рис. 2] нашел такое же расхождение для бассейна ледника Бэрда. Исходя из этих данных, можно предположить, что состояние этих ледников далеко от стационарного. Однако используемые данные имеют низкую точность; в частности, не принято во внимание таяние в боковых частях шельфовых ледников, которое, как полагает Робин [456], вносит заметный вклад в расход массы. Более того, разница между аккумуляцией и расходом может просто привести к накоплению массы льда, что связано с увеличением количества

осадков, наблюдаемым с конца последней ледниковой эпохи. В период накопления, предшествующий пульсации, аккумуляция может превосходить расход гораздо больше, чем в 3 раза. Анализ керна с морского дна дает наиболее убедительные доказательства, свидетельствующие против пульсаций. Отношение изотопов кислорода в фораминиферах является мерой суммарного количества наземного льда. За последние 300 000 лет единственным отрезком времени, когда суммарное количество льда было заметно меньше современного, был отрезок в несколько тысяч лет приблизительно 120 000 лет назад [198, рис.2]. Поскольку такое уменьшение количества льда можно объяснить распадом Западноантарктического ледникового покрова, то это, по-видимому, исключает возможность неустойчивости Восточноантарктического ледникового покрова.

Устойчивость системы ледниковый щит – шельфовый ледник зависит от наклона морского дна и от того, сдерживается ли течение шельфового ледника берегами залива или в местах ледниковых поднятий [505]. Влияние наклона на устойчивость систем показано на рис. 9.9. Если морское дно наклонено в сторону моря, небольшое изменение толщины льда приведет к тому, что линия налегания, наступая или отступая, займет новое устойчивое положение. Если же морское дно наклонено к центру ледникового покрова, его реакция будет иной, что, по-видимому, и вызвало необходимость выделения "морских" ледниковых покровов в отдельный класс. Любое увеличение толщины льда приведет к тому, что линия налегания будет наступать до тех пор, пока покров не достигнет края континентального шельфа, после чего ледниковый покров начнет всплывать. В то же время уменьшение толщины льда вызовет отступание линии налегания, которое будет длиться, пока ледниковый покров не распадется, перейдя в шельфовый ледник. Подобное движение линии налегания может вызвать также изменение уровня моря. Вертман [554] математически проанализировал эту проблему в случае неограниченного шельфового ледника. Если шельфовый ледник заключен в заливе или садится на ме́ли, это вызывает обратное давление на ледниковый щит, в результате чего оттуда уменьшается сток льда. В этом случае ледниковый покров может находиться в устойчивом состоянии, которое является промежуточным между двумя крайними. Однако, если потепление климата приведет к такому увеличению суммарной абляции на шельфовом леднике, что он увеличивается, тогда распадется и ледниковый щит.

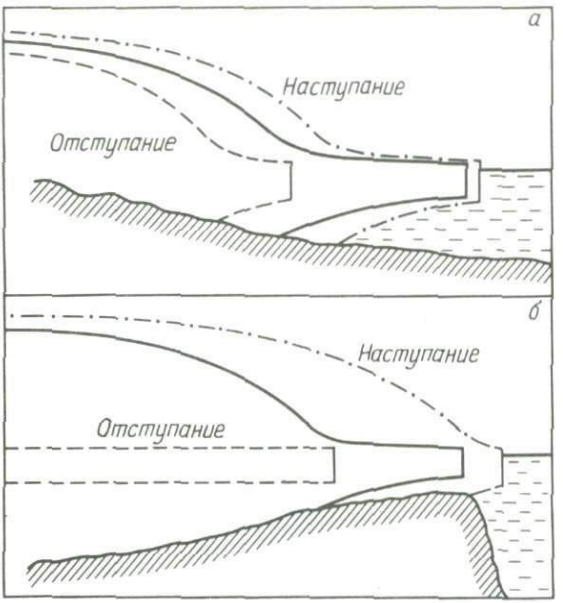


Рис. 9.9. Влияние наклона морского дна на устойчивость системы ледниковый щит — шельфовый ледник.

а — изменение толщины льда приводит лишь к небольшому перемещению линии налегания; *б* — устойчивые состояния системы возможны только в двух крайних ситуациях: либо когда система сводится к ледниковому щиту, распространяющемуся вплоть до края континентального шельфа, либо когда система сводится к шельфовому леднику. Промежуточные устойчивые состояния возможны, если шельфовый ледник стеснен берегами залива или налегает на ме́ли [505].

Мёрсер [340] полагает, что Западноантарктический ледниковый покров распадался приблизительно 125 000 — 120 000 лет назад в последний межледниковый период. В то время уровень Мирового океана был на 5 м выше современного, что приблизительно эквивалентно объему льда в Западной Антарктиде, лежащего выше уровня моря. В то время шельфовые ледники действительно могли растаять, поскольку имеются доказательства, что тогда климат Северного полушария был теплее, чем во все последующие времена. Мёрсер [342] предупредил, что подобное таяние может начаться и в ближайшие 50 лет. Если потребление ископаемого топлива будет возрастать с той же скоростью, то за это время количество двуокиси углерода в атмосфере

удвоится. Двуокись углерода в атмосфере задерживает некоторое количество длинноволновой радиации, излучаемой земной поверхностью, т.е. создает так называемый "парниковый эффект", что приводит к потеплению тропосферы и Земли. Вследствие отрицательной обратной связи распад, по-видимому, займет несколько сотен лет: уменьшение толщины шельфового ледника понижает его сдерживающую способность, отчего течение льда с ледникового щита усилится и тем самым произойдет частичная компенсация уменьшения толщины шельфового ледника [508].

Хьюз [234] высказал предположение, согласно которому Западноантарктический ледниковый покров в настоящее время уже распадается. Дентон и др. [114] полагают, что в последний максимум оледенения 18 000 лет назад, когда уровень Мирового океана был на 120 м ниже современного, территорию современного шельфового ледника Росса занимал наземный ледниковый покров, распространявшийся почти до края континентального шельфа. Дентон и др. в поддержку своей точки зрения приводят многочисленные географические данные, но Дрюри [123] эту точку зрения оспаривает. Если Дентон и др. правы, линия, на которой сходятся шельфовый ледник Росса и Западноантарктический ледниковый покров, должна отступать со средней скоростью 70 м/год. Это связано с тем, что после максимума оледенения начался подъем уровня моря. Хьюз предполагает, что это отступание будет продолжаться до тех пор, пока ледниковый покров не распадется. Однако Томас и Бентли [506] полагают, что отступание закончилось 7000 лет назад. Вычисления, основанные на уравнении неразрывности (9.40), показывают, что в настоящее время в юго-восточной части шельфового ледника линия налегания наступает. Это может быть результатом запоздалого восстановления уровня морского дна после ухода ледникового покрова, существовавшего здесь в ледниковую эпоху. С другой стороны, Робин [456] отметил, что линия налегания могла быть стационарной, если бы происходило сильное таяние на нижней поверхности, которое, как он полагает, возможно. Однако Макейл и Томас [318] показали, что вертикальный температурный профиль, измеренный на станции J9, не совместим с таянием на нижней поверхности. Согласно оценке, основанной на уравнении неразрывности, толщина льда в центральной части Западноантарктического ледникового покрова, по-видимому, медленно (со скоростью 30 мл/год) уменьшается.

Основные ледниковые покровы ледниковой эпохи – Лаврентийский ледниковый покров, сосредоточенный в районе Гудзонова зали-

ва, и Фенноскандинавский ледниковый покров, сосредоточенный в районе Балтийского моря, – были "морскими". Размеры окружающих их шельфовых ледников не известны. Эти покровы были дренированы большими ледниками, которые оставили после себя глубокие каналы и фьорды. Характерные признаки таких *приливных ледников* в некотором смысле те же, что и у шельфовых ледников, поскольку концы приливных ледников фиксируются на мелях, мысах или в сужениях каналов. Небольшое начальное отступание приводит к катастрофическому распаду приливного ледника, причем его конец быстро отступает до следующей точки фиксации. Патерсон [403] использовал этот механизм для объяснения отступания выводного ледника, идущего из Лаврентийского ледникового покрова в Гудзонов пролив. За 800 лет этот выводной ледник отступил на 1000 км [426]. В некоторый момент ледниковый фронт оказался в таком месте внутри Гудзонова залива, за которым больше не было точек фиксации, способных предотвратить полный распад центральной части ледникового покрова. Это соображение аналогично гипотезе *бухт отела*, введенной Хоппе [227] для объяснения быстрого распада Фенноскандинавского ледникового покрова.

Неустойчивость "морских" ледниковых покровов не следует путать с пульсациями горных ледников. Такие пульсации объясняются механической неустойчивостью, присущей самим горным ледникам. Для пульсирующих горных ледников характерны регулярные интервалы времени, определяемые тем, насколько быстро после очередной пульсации горный ледник способен восстановить свой критический профиль. "Морские" ледниковые покровы начинают распадаться, когда в результате увеличения таяния или подъема уровня моря внешняя граница шельфового ледника или конец приливного ледника теряют контакт с мелями, которые их фиксируют. Маловероятно, чтобы это могло происходить через регулярные промежутки времени.

Другие приложения теории течения

Горные породы земной коры и мантии деформируются, подобно льду в ледниках, хотя и намного медленнее. Франк [141] отметил, что уход океанического дна с океанических хребтов представляет собой движение вниз по склону деформированного тела в неоднородном температурном поле. Как и для ледников, термин "вниз по скло-

ну" относится к верхней поверхности. Реология льда известна лучше, чем реология горной породы, и, кроме того, для ледников можно точнее определить граничные условия. По этим причинам теория течения горных ледников и ледниковых покровов продвинута значительно дальше, чем теория горных пород внутри Земли. Поэтому теоретическое исследование течения ледников может иметь более широкую область применения, нежели та непосредственная цель, на которую эта теория рассчитана.

Дополнительная литература

Работа Патерсона [408] включает обзор, посвященный динамике ледниковых покровов и шельфовых ледников. J. Glaciology. **24**, 1979, содержит труды симпозиума по теме "Динамика больших масс льда", в частности обзорные статьи по шельфовым ледникам и морским ледниковым покровам.

Бадд и др. [83] собрали обширные фактические данные по Антарктическому ледниковому покрову и привели также те данные, которые можно оценить на их основе. Однако в настоящее время эта компиляция требует модернизации.

10. Распределение температуры в горных ледниках и ледниковых покровах

Все это показывает, насколько легче критиковать, чем не ошибаться самому.

Дизраэли

Введение

Распределение температуры в горных ледниках и ледниковых покровах заслуживает внимания как само по себе, так и из-за той роли, которую оно играет в других процессах в ледниках. Современное распределение температуры по глубине в полярных ледниковых покровах дает информацию об изменении температуры на их поверхности в прошлом. От температуры зависит скорость деформации льда. Скольжение ледника по ложу, которое может составлять заметную часть его общего движения, возможно, если только температура придонного льда достигает точки плавления. Кроме того, придонная температура определяет интенсивность ледниковой эрозии; если ледник приморожен к своему ложу, эрозии не будет. Такие величины как скорость распространения сейсмических волн, поглощение радиоволн и сопротивление на постоянном токе, от которых зависит выбор метода измерения толщины льда, также меняются с температурой. Наконец, выбор буровой техники определяется тем, лежит ли температура льда выше точки плавления или равна ей.

Распределение температуры в леднике представляет собой результат взаимодействия нескольких процессов. Источники тепла в леднике лежат на его поверхности, на ледниковом ложе и в теле ледника. Тепло по леднику переносится за счет его теплопроводности, движением льда и течением воды. Значение этих факторов различно в разных регионах и даже в разных частях одного и того же ледника.

Прежде чем приступить к обсуждению общих вопросов, мы сначала коснемся вопроса о распределении температуры близ ледниковой поверхности и рассмотрим так называемые *ледники умеренного типа*, в которых лед повсюду находится при точке плавления.

Термические параметры снега и льда

В табл. 10.1 приведены значения используемых в книге термических параметров льда. Значение удельной теплоемкости льда c заимствовано из работы Швердтфегера [471]; удельная теплоемкость льда не зависит от его плотности. Имеется несколько эмпирических и теоретических формул, выражающих зависимость теплопроводности K снега, фирна и льда от плотности ρ. Вследствие того что теплопроводность зависит не только от плотности, но и от некоторых других факторов, разброс получаемых значений теплопроводности велик. Верхний предел задается по формуле [521]

$$K = 2{,}1 \cdot 10^{-2} + 4{,}2 \cdot 10^{-4}\,\rho + 2{,}2 \cdot 10^{-9}\,\rho^3, \qquad (10.1)$$

где ρ измеряется в кг/м^3 и K – Вт · м$^{-1}$ К$^{-1}$, а нижний предел – по формуле [471]

$$K = 2K_i\,\rho/(3\rho_i - \rho), \qquad (10.2)$$

где индекс i означает, что соответствующие величины относятся ко льду. Для $\rho_i = 910$ кг/м^3 формула (10.1) дает $K = 2{,}1$ Вт · м$^{-1}$ · К$^{-1}$ Эти значения вместе с приведенным выше значением удельной теплоемкости дают величину температуропроводности ($k = K/\rho c$), равную $1{,}15 \cdot 10^{-6}$ м^2/с, или 36 м^2/год. Такое же значение приводят Карслоу и Егер [90, с. 497]. Оно представляет собой среднее из двух значений $1{,}2 \cdot 10^{-6}$ и $1{,}1 \cdot 10^{-6}$ м^2/с, полученных Швердтфегером [471] и Уэллером [559] для ледникового льда.

Таблица 10.1. Величина параметров чистого льда

Удельная теплоемкость	2009 Дж кг$^{-1}$ К$^{-1}$
Удельная теплота плавления	335 кДж кг$^{-1}$
Теплопроводность	2,10 Вт м$^{-1}$ К$^{-1}$
Температуропроводность	$1{,}15 \cdot 10^{-6}$ м^2 сек$^{-1}$

Температура льда близ поверхности

В горных ледниках и ледниковых покровах температура верхнего слоя льда толщиной порядка 15 м отражает сезонные колебания температуры на поверхности ледников. Зимой лед теплее воздуха,

и поэтому тепло распространяется вверх по льду. Такой процесс проще рассматривать как процесс распространения зимней "волны холода" вниз по льду. Эту часть годового цикла можно описать с помощью теории теплопроводности.

Для этого следует решить задачу о распространении тепла в полубесконечной среде при условии, что температура на поверхности меняется гармонически. Уравнение теплопроводности в данном случае имеет вид

$$k\partial^2 T/\partial y^2 = \partial T/\partial t \qquad (10.3)$$

вместе с граничным условием, согласно которому

$$T(0, t) = T_s \sin \omega t,$$

где T – температура, t – время, y – расстояние от поверхности, k – температуропроводность, T_s – амплитуда и $\omega/2\pi$ – частота изменения температуры на поверхности.

Решение этого уравнения с учетом граничного условия и в пренебрежении членом, описывающим переходной процесс, имеет вид

$$T(y, t) = T_s \exp\{-y(\omega/2k)^{1/2}\} \sin\{\omega t - y(\omega/2k)^{1/2}\}. \qquad (10.4)$$

Это решение показывает следующее.

1. Амплитуда волны убывает как $\exp\{y(\omega/2k)^{1/2}\}$. Поэтому чем больше частота, тем быстрее затухание с глубиной. В действительности температура на поверхности в течение года является сложной функцией времени, которая, однако, может быть разложена в гармонический ряд. Высокие гармоники быстро затухают, и поэтому на больших глубинах можно ограничиться волной основной частоты.

2. Скорость распространения температурного минимума (пика "волны холода") равна $(2\omega k)^{1/2}$.

В табл. 10.2 приведено изменение вычисленной температуры на разных глубинах. Это изменение вызвано синусоидальным колебанием температуры на поверхности с амплитудой 10 К и с периодом 1 год. Например, на глубине 10 м минимум температуры достигается через 5,5 мес. после минимума температуры на поверхности, а амплитуда изменения составляет 5% амплитуды изменения температуры на поверхности. Из приведенных данных следует, что сезонные колебания температуры невозможно обнаружить на глубинах свыше 15 или 20 м, а на глубине 10 м их амплитуда вряд ли превосходит 1 К. (При вычислениях использовалось значение коэффициента тем-

Таблица 10.2. Вычисленные температуры (° С) на разных глубинах, обусловленные заданной синусоидальной температурной волной на поверхности

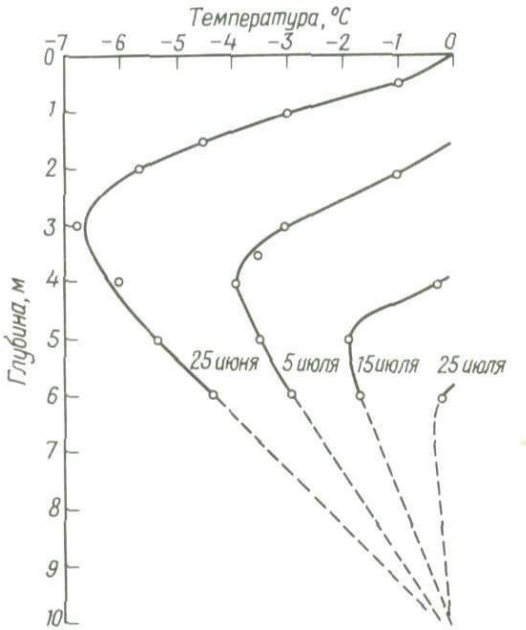
Время, месяцы	Глубина, м			
	0	1	5	10
0	− 20	− 17,2	− 10,3	− 9,5
1	− 18,7	− 17,3	− 11,4	− 9,6
2	− 15	− 15,5	− 12,2	− 9,9
3	− 10	− 12,1	− 12,4	− 10,1
4	− 5	− 8,3	− 11,9	− 10,4
5	− 1,3	− 4,9	− 10,9	− 10,5
6	0	− 2,8	− 9,7	− 10,5
Время распространения температурного минимума, месяцы	0	0,55	2,75	5,5

пературопроводности для льда. В снеге амплитуда волны на любой глубине и скорость ее распространения были бы меньше приведенных здесь.)

Некоторые полевые измерения подтверждают эти заключения. Например, около станции Уилкс в Антарктиде годовая температурная волна имела амплитуду 0,85 К на глубине 10 м и 0,2 К на глубине 16 м [88]. Мюллер [352], проведя измерения на острове Аксель-Хайберг в Канадской Арктике, не смог обнаружить сезонные температурные колебания на глубине 11 м близ самой высокой точки одного из ледниковых куполов и на глубине 16 м в области абляции на одном долинном леднике.

Колебания поверхностной температуры с периодом значительно больше одного года, т.е. связанные с колебаниями климата, проникают гораздо глубже 20 м. Это обстоятельство будет рассмотрено ниже.

Почти всюду механизм переноса тепла в верхних слоях ледников в летнее время отличается от зимнего механизма. За исключением внутренних частей Гренландии и Антарктиды и около вершин



Р и с. 10.1. Затухание зимней "волны холода" [497].

очень высоких гор, летом имеется достаточное количество тепла для того, чтобы вызвать таяние на поверхности ледников. Образовавшаяся при таянии вода просачивается сквозь снег и вновь замерзает, достигнув таких глубин, где температура остается ниже 0° С. При повторном замерзании одного грамма воды выделяется такое количество скрытого тепла, которое достаточно для повышения температуры 160 г снега или фирна на 1 К. Этот процесс заметно влияет на повышение температуры приповерхностных слоев ледников. На *рис.* 10.1 показано изменение температуры фирна на плато Изаксен, Шпицберген. Зимняя волна холода затухает в фирновой толще гораздо быстрее, чем если бы это происходило только за счет теплопроводности. Температура на глубине 3 м быстрее чем за месяц меняется почти на 7 К.

Обычно полагают, что температура, измеренная на леднике на глубинах от 10 до 15 м, равна среднегодовой температуре воздуха. В общем случае это не верно. Однако, если таяния не происходит, внутригодовые изменения температуры распространяются во льду

в основном за счет теплопроводности. При этом мы пренебрегаем переносом тепла в зимнем снеге вследствие испарения. В этом случае описанная выше теория распространения зимней волны холода может быть применена ко всему годовому температурному циклу. Из уравнения (10.4) следует, что средняя по полному циклу температура одинакова на всех глубинах, хотя амплитуда сезонных температурных флуктуаций с глубиной уменьшается. Поскольку слой фирна в последующие годы закрывается новыми слоями аккумуляции, его температура в конце концов остается постоянной и равной среднегодовой температуре воздуха на поверхности ледника. (Предполагается, что температура воздуха от года к году остается постоянной.) Однако все это верно только для тех регионов, в которых максимальная температура воздуха ниже 0°С.

В иных случаях такое рассуждение перестает отвечать действительности. Повторное замерзание талой воды приводит к тому, что температура фирна оказывается выше среднегодовой температуры воздуха. С другой стороны, температура поверхности ледника не может подняться выше 0°С, даже если температура воздуха станет положительной, что понижает температуру льда по сравнению со среднегодовой температурой воздуха. На температуру льда также влияет зимний снежный покров. Снег действует как теплоизолятор, понижая теплопотери в зимнее время. Поэтому температура в области абляции оказывается выше той температуры, которая была бы там в отсутствие снега. В области аккумуляции условия иные, поскольку снег в этой области со временем становится частью ледника. Некоторые другие факторы могут привести к локальным колебаниям температуры, например трещины, в которых летом скапливается вода, а зимой – холодный воздух, и водные каналы в теле ледника.

В табл. 10.3 приведены среднегодовые температуры воздуха и температуры на 10-метровой глубине, полученные на девяти станциях, расположенных в зоне сухого снега в Гренландии и Антарктиде. Они взяты из более обширной компиляции Лёве [314], из которой исключены данные, полученные по результатам менее чем двухлетних наблюдений. Кроме самой холодной станции Плато температуры отличаются одна от другой не более чем на 2 К. Причем в некоторых случаях температура фирна ниже температуры воздуха, что может быть результатом приповерхностной инверсии темпера-

Таблица 10.3. Среднегодовая температура воздуха и температура на 10-метровой глубине в зоне сухого снега

Станция	Широта	Долгота	Температура	
			воздуха	фирна
Кемп-Сенчури	77,2° с.ш.	61,1° з.д.	– 23,5	– 24,5
Сайт-2	77,1° с.ш.	56,1° з.д.	– 24,1	– 24,1
Центральная	70,9° с.ш.	40,6° з.д.	– 28,3	– 27,6
Нортайс	78,1° с.ш.	38,5° з.д.	– 30,0	– 28,0
Бэрд	80,0° ю.ш.	120,0° з.д.	– 28,2	– 28,3
Планерная	69,7° ю.ш.	95,5° в.д.	– 38,0	– 39,4
Южный полюс	90,0° ю.ш.		– 49,3	– 50,8
Восток	78,5° ю.ш.	106,8° в.д.	– 56,0	– 57,3
Плато	79,3° ю.ш.	40,5° в.д.	– 56,6	– 60,2

туры воздуха отчего температура на той высоте, на которой были установлены метеорологические приборы, оказывается выше температуры на поверхности. Кроме того, температуры, измеряемые в течение небольшого ряда лет, могут не соответствовать средней многолетней температуре.

Несмотря на то что имеются многочисленные измерения температуры фирна, прогреваемого при повторном замерзании талой воды, соответствующими измерениями температуры воздуха, как правило, мы не располагаем. Однако Хьюз и Зелигман [238] в области аккумуляции Алечского ледника обнаружили на глубине 30 м нулевую температуру. При этом среднегодовая температура воздуха на расположенной неподалеку исследовательской станции Юнгфрауйох была равна –7°С. Ллибутри [298] также измерил нулевую температуру на глубине 30 м на леднике, расположенном в долине Бланш, Франция. Среднегодовая температура воздуха там равнялась –8°С.

Количество тепла, образующегося в результате повторного замерзания талой воды, меняется по леднику от зоны к зоне (гл. 2). В зоне сухого снега талой воды нет, поэтому температура на 10-метровой глубине там должна понижаться с увеличением высоты

Таблица 10.4. Температуры в разных точках в пределах одного ледника

Ледник	Место на леднике	T° C	Глубина, м	Литература
Ледник Уайт	Область Аккумуляции	— 11	10	[344]
Остров Аксель-Хейберг	Близ линии равновесия	— 15,5	10	
Канада	Область абляции	— 12	10	
Купол Джексона	Область аккумуляции	— 3	20	[276]
Земля Франца-Иосифа	Область аккумуляции	— 9	20	
СССР	Область абляции	от — 6 до — 10,5*	20	
Купол Вестфонна	Область аккумуляции	—3	14	[475]
Северо-западная Земля	Область абляции	от — 7 до — 10*		

* Температура измерена на разных высотах

поверхности. В Гренландии эта скорость понижения температуры равна 1 К на 100 м [46]. Небольшое отепление наблюдается в верхней части зоны просачивания, поскольку так имеется некоторое количество повторно замерзающей талой воды. Отепление повышается с понижением высоты поверхности, достигая максимума в зоне мокрого снега. В зоне ледяного питания образование льда сопровождается выделением некоторого количества тепла, но вследствие того что лед почти непроницаем, это тепло реализуется близ поверхности и частично уходит в воздух. Кроме того, часть воды теряется на сток. В зоне абляции летом весь снег и часть льда расходуются на сток, поэтому теряется вся скрытая теплота. А это означает, что отепления ледника там не происходит.

В результате повторного замерзания талой воды температура на 10-метровой глубине в области аккумуляции может быть выше, чем в области абляции, хотя соотношение температур воздуха обратное, как это и показано в табл. 10.4. Если бы летние температуры воздуха понизились, часть поверхности ледника перешла бы из области абляции в

область аккумуляции. В этом случае температура близ этой части поверхности возросла бы. Таким образом, понижение температуры воздуха привело бы к повышению температуры ледника. Такая зависимость свидетельствует о том, насколько сложной может быть связь климата и ледников.

Лето в Арктике отличается тем, что здесь от года к году сильно меняется интенсивность таяния. Поэтому на 10-метровой глубине меняется и температура. Так, по наблюдениям Мюллера [353], на леднике Уайт за 5 лет температура в зоне просачивания повысилась на 7 К.

Температура в ледниках умеренного типа

Ледник умеренного типа, как его обычно определяют, – это ледник, в котором температура льда повсеместно держится на точке плавления, за исключением разве что температуры приповерхностного слоя толщиной около 15 м, который подвержен действию сезонных температурных колебаний. Если ледник не относится к этому типу, о нем говорят как о холодном. В этом случае он определяется одним из трех условий: 1) температура льда повсеместно ниже точки плавления, 2) под слоем холодного льда лежит слой льда конечной толщины, который имеет температуру плавления, и 3) на точке плавления находится только ледниковое ложе. Поскольку температура в леднике меняется при переходе от одной его части к другой, подобная классификация справедлива только в приложении к отдельным его частям; не следует стараться втиснуть весь ледник в какую-либо одну из категорий.

Приведенное определение ледника умеренного типа неточно, а часто используемое понятие "точки плавления под давлением" вводит в заблуждение. Дело в том, что лед содержит примеси и поэтому он не обладает определенной точкой плавления, зависящей исключительно от давления.

Лед при точке плавления – это составной материал, содержащий собственно лед, воду, воздух, соли и двуокись углерода. Содержание воды обычно колеблется от 0,1 до 2% [308]. Большая часть воды сосредоточена на пересечениях трех или четырех зерен. Вода также имеется в линзах на границах зерен, вокруг пузырьков воздуха и во включениях солей. Пузырьки воздуха обычно составляют несколько процентов о. общего объема льда; они образуются, ког-

да закрываются воздушные карманы в фирне. Весовое содержание примесей солей и двуокиси углерода в леднике умеренного типа имеет порядок 10^{-7}. Примеси находятся в жидкости в каналах, образованных пересечениями трех зерен, на поверхностях зерен и внутри зерен [194]. Однако концентрация примесей внутри зерен крайне мала, отчего растаявший ледниковый лед оказывается чище дистиллированной воды, в то время как концентрация примесей в жидкости, содержащейся в каналах, достаточно высока и влияет на равновесную температуру.

Если бы лед в ледниках умеренного типа состоял только из чистого льда и чистой воды, тогда его температура T при заданном абсолютном давлении p была бы равной

$$T = T_0 - \beta p, \tag{10.5}$$

где $\beta = 7{,}42 \cdot 10^{-5}$ К/кПа, величина постоянная из линеаризованного закона Клайперона – Клаузиуса, $T_0 = 273{,}15$ К $= 0{,}01°$С – температура воды в тройной точке. Строго говоря, давление тоже следует отсчитывать от его значения в тройной точке, но оно настолько мало ($6 \cdot 10^{-1}$ кПа), что им можно пренебречь. Поскольку ледниковый лед содержит пузырьки воздуха, то и воду в леднике следует рассматривать не как чистую, а как насыщенную воздухом. Растворенный воздух при атмосферном давлении понижает равновесную температуру на $2{,}4 \cdot 10^{-3}$ К. Более того, растворимость пропорциональна давлению. Поэтому уравнение (10.5) следует заменить на уравнение

$$T = T_0 - \beta' p, \tag{10.6}$$

где $\beta' = 9{,}8 \cdot 10^{-5}$ К/кПа. Еще одно осложняющее обстоятельство связано с тем, что напряжение в леднике отлично от гидростатического. Лашапель [284] суммировал различные точки зрения, касающиеся обсуждаемого длительное время вопроса о равновесной температуре смеси, состоящей из льда, находящегося под действием негидростатического напряжения, и воды. Согласно Кэму [256], в качестве давления p с бóльшим основанием следует принимать во внимание напряжение, действующее по нормали к поверхности раздела жидкость – твердое тело, а не гидростатическое давление. Это объясняется тем, что жидкие включения стремятся разрастись в плоскости, перпендикулярной направлению максимального сжимающего напряжения.

Как и в случае морского льда [425, с. 4], понижение точки плавления, обусловленное примесями, пропорционально концентрации солей в жидких включениях. Поправочный член имеет вид $-An/w$, где w – весовое содержание воды, n – концентрация солей в моль/кг и $A = 1{,}86$ К·кг/моль [308]. В результате уравнение для равновесной температуры льда принимает следующий вид:

$$T = T_0 - \beta' p - An/w. \qquad (10.7)$$

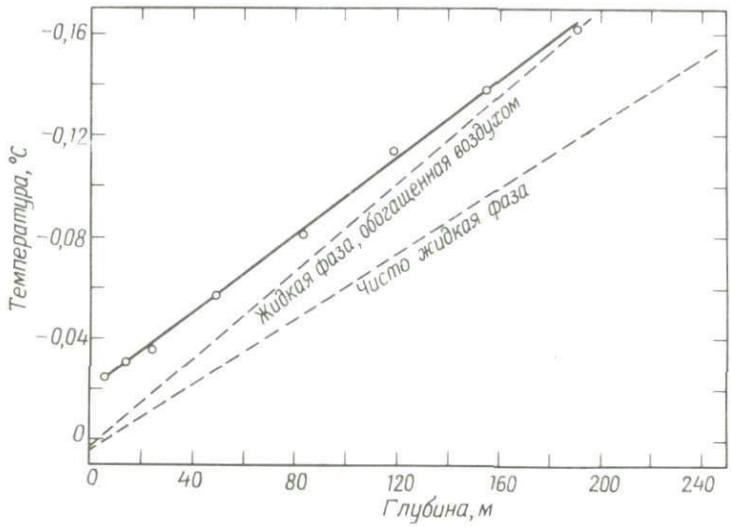
При давлении в 1 атм (равном 101,3 кПа) лед и вода, насыщенная воздухом, находятся в равновесии при 0°С, только когда поверхность раздела плоская. В противном случае следует добавить еще один поправочный член, равный $(T\gamma/L\rho)(1/r_1 + 1/r_2)$. Здесь r_1 и r_2 – главные радиусы кривизны поверхности раздела, T – абсолютная температура, γ – поверхностная свободная энергия, ρ – плотность льда и L – скрытая теплота плавления [305]. Обычно этот член мал по сравнению с членом, обусловленным примесями.

Харрисон [191] отметил, что близ точки плавления примеси сильно повышают эффективную удельную теплоемкость льда. Равновесная концентрация солевого раствора зависит от температуры. При добавлении некоторого количества тепла часть его расходуется на таяние льда и тем самым на понижение концентрации солей в жидкости, а не на увеличение температуры. Эффективная удельная теплоемкость равна

$$c' = c + L\,dw/dT, \qquad (10.8)$$

где c – удельная теплоемкость чистого льда, L – удельная теплота плавления, и зависимость w от T определяется на основании уравнения (10.7). Для типичной концентрации и при температуре $T = -0{,}01$°С величина c' может в 100 раз превосходить величину c.

Пузырьки воздуха влияют таким же образом, как и соли [435]. По мере того как слой льда в области аккумуляции закрывается новыми слоями, давление в пузырьках возрастает приблизительно так же, как и давление окружающего льда. Когда лед достигает области абляции, он начинает подниматься к поверхности, и тогда давление в пузырьках оказывается больше, чем во льду, отчего лед вокруг пузырьков начинает таять, отбирая тепло у окружающего льда. Поскольку объем, занимаемый водой, меньше объема льда, пузырьки увеличиваются в размере, давление в них падает. Но так как в этом



Р и с. 10.2. Изменения температуры с глубиной на леднике Голубом (сплошная линия) чистого льда, находящегося в равновесии с чистой водой, и чистого льда, находящегося в равновесии с водой, насыщенной воздухом [132].

процессе часть тепла расходуется на таяние, а не на увеличение температуры, вновь оказывается, что эффективная удельная теплоемкость увеличивается.

Харрисон (частное сообщение) предложил точное определение льда ледников умеренного типа, основанное на понятии эффективной удельной теплоемкости: "Лед ледников умеренного типа – это такой лед, эффективная теплоемкость которого значительно больше теплоемкости монокристаллического чистого льда". Специфика чистого льда состоит в том, что в нем нет влияния границ зерен.

Харрисон [192] измерил температуру в двух буровых скважинах на леднике Голубом. Как показано на рис. 10.2, температура там была ниже, чем это должно быть согласно уравнениям (10.5) и (10.6). Расхождение можно объяснить влиянием примесей и пузырьков воздуха. Температура в скважине, пробуренной в леднике умеренного типа, задается уравнением (10.6). Она выше температуры льда (10.7). Отсюда следует, что заполненная водой скважина, пробуренная в леднике умеренного типа, вновь замерзнет по всей своей глубине. Именно это и происходит в действительности.

Происхождение и влияние воды в ледниках умеренного типа

Как говорилось в гл. 8, большая часть воды в ледниках умеренного типа сосредоточена в трещинах, мельницах, больших каналах и изолированных пустотах. Эта вода изменяет температуру льда только близ тех мест, к которым она приурочена, а этого достаточно лишь для того, чтобы ее влияние распространялось на небольшую часть ледника. Далее мы рассмотрим то небольшое количество воды, которое содержится во всей массе льда.

В любом леднике умеренного типа должны быть источники и стоки тепла. Они образуются за счет замерзания небольшого количества воды и таяния небольшого количества льда. Например, в области аккумуляции давление на элемент льда, погребенный в результате снегопадов, возрастает и, следовательно, температура таяния в нем падает. При таянии небольшого количества льда отбирается тепло у окружающего льда, который тем самым охлаждается. В области абляции лед течет к поверхности ледника. Поэтому давление на некоторый элемент льда падает, а температура таяния повышается. Чтобы лед оставался "теплым", он должен получать определенное количество тепла. Температурный градиент в леднике умеренного типа настолько мал, что за счет теплопроводности лишь незначительное количество тепла может быть отведено вниз с поверхности ледника. Направление температурного градиента таково, что оно препятствует отводу тепла с ледникового ложа; все это тепло расходуется здесь же на таяние (в типичной ситуации скорость таяния равна 10 мм/год). Деформация льда в леднике приводит к появлению некоторого количества тепла в теле ледника. Патерсон [402] в буровых скважинах в области абляции на леднике Атабаска измерил скорость деформации и вычислил количество тепла деформационного происхождения. Он пришел к выводу, что только в нижней половине ледника этого тепла достаточно для поддержания температуры плавления льда. Подобный результат имеет, по-видимому, общий характер. Следовательно, необходимое количество тепла должно образоваться вследствие замерзания небольшого количества воды.

Вода, рассеянная в теле ледника умеренного типа, объем которой составляет 1% всего объема ледника, имеет несколько источников: просачивание с поверхности, таяние льда под действием деформационного тепла, таяние, связанное с изменениями давления, кар-

маны, заполненные водой и закрывающиеся при переходе фирна в лед. Каков же относительный вес этих источников?

Патерсон [402] изучил этот вопрос и пришел к выводу, что большая часть воды остается захваченной в карманах при формировании льда из фирна. Просачивание воды между зернами во льду ледника умеренного типа рассматривалось в гл. 8, где было показано, что оно крайне мало. Судя по температурным измерениям (рис. 10.2), лишь незначительное количество примесей выносится изо льда. Это служит подтверждением того, что сквозь ледник способна просочиться вода лишь в небольшом количестве. Патерсон показал, что около ложа ледника умеренного типа, где касательное напряжение равно приблизительно 100 кПа и касательная скорость деформации может достигать 0,2 год$^{-1}$, деформационное тепло приводит к таянию 1% льда за 100 лет. Однако этот механизм не может привести к появлению такого же количества воды по всей массе ледника. Патерсон на леднике Атабаска вычислил также количество растаявшего льда в области аккумуляции в результате возрастания давления при оседании льда. Это количество меньше того, которое вызвано деформационным теплом. Он, кроме того, пришел к выводу, что количество льда, тающего вокруг пузырьков воздуха, незначительно.

Географическое положение ледников умеренного типа

Для существования ледника умеренного типа необходимо условие, при котором к концу лета не было бы зимней волны холода. В области аккумуляции это может произойти быстро вследствие повторного замерзания просочившейся воды (рис. 10.1). Однако в области абляции лед практически для воды непроницаем. Патерсон [404] рассмотрел другие процессы. Теплопроводность не очень эффективна; она медленна и количество тепла ограничено, поскольку температура поверхности не может подняться выше 0° С. Солнечная радиация не проникает достаточно глубоко в лед. Большая часть тепла, получаемая поверхностью ледника из атмосферы и от солнца, расходуется на то, чтобы поднять температуру льда на поверхности до 0° С, а затем растопить его. Достигнет ли температура льда всюду 0° С, зависит, следовательно, в основном от отношения толщины слоя абляции и глубины проникновения волны холода, которая в свою очередь определяется зимними температурами и ко-

личеством выпавшего снега. Патерсон полагает, что во многих ледниках с малой абляцией ниже линии равновесия могут быть области, в которых температура льда не достигает точки плавления.

Ледники умеренного типа широко освещены в литературе; насколько они широко распространены в природе, не известно. Часто полагают, что все ледники в регионах с умеренным климатом являются ледниками умеренного типа; это, конечно, неверно.

Работа Хеберли [168] посвящена обзору фактических данных по температуре альпийских ледников. Области аккумуляции, расположенные на больших высотах, не находятся в поясе с умеренным климатом. Например, на ледниках Монблана температура на 15-метровой глубине при высоте поверхности 4785 м равна −16,7° С, при высоте 4250 м – равна −10,5° С, при высоте 3960 м – равна −7,3° С. Температура ниже точки замерзания была также обнаружена на ледниках Монтерозы и Брейтхорна и на небольшом ледниковом куполе на перевале Юнгфрау. Ллибутри и др. [312] полагают, что только области аккумуляции, лежащие ниже 3800 м, находятся в поясе с умеренным климатом, хотя критическая высота, по-видимому, зависит от наклона поверхности. В некоторых случаях лед из высоко расположенных областей аккумуляции не успевает достигнуть точки плавления к тому моменту, когда он приходит в область абляции. Хеберли получил температуры между −2 и −3°С на глубинах от 44 до 180 м в области абляции ледника Гренцгletчер, которая начинается близ вершины Монтерозы. Однако область абляции смежного ледника Горнерглетчер оказалась "теплой". Вероятно, лед "теплый" почти во всех ледниках Западных Альп, особенно в нижних частях тех ледников, в которых скорость абляции превышает 10 м/год. В Австрии, где осадков выпадает меньше, чем в Западных Альпах, в верхней части области абляции ледника Хинтерайсфернер на 15-метровой глубине обнаружены температуры от −1 до −2° С, хотя область аккумуляции этого ледника принадлежит к "теплой".

Наиболее вероятное место, где можно найти ледники умеренного типа, – это область с умеренным морским климатом, где обильные зимние снегопады сменяются интенсивным летним таянием. Именно в такой области на северо-западе США на 48° с.ш. в 75 км от Тихого океана расположен ледник Голубой. Лашапель [282] нашел, что зимой в области аккумуляции температуры ниже точки замерзания никогда не проникают глубже 4 м, а температура фирна никогда не опускается ниже −2° С. Летняя талая вода быстро

устраняет эту небольшую волну холода. Измерения, проведенные чуть ниже границы питания, показывают, что лед здесь также является "теплым" [132]. С другой стороны, Матьюс [323] получил температуру около −2° С в туннеле, проложенном под ледником Южный Ледак, который находится в Западной Канаде на 56° с.ш. в 100 км от побережья. В горах Северного Тянь-Шаня (СССР) на 43° с.ш. температура в нижней части области абляции ледника Центральный Туюксу меняется от −2,5° С на глубине 10 м до −0,7° С на ложе. Это область с континентальным климатом.

В полярных областях некоторые ледники в результате просачивания талой воды могут иметь "теплые" области аккумуляции, в то время как их области абляции остаются холодными. Шютт [476] описал подобные условия на Шпицбергене: "На многих ледниках, которые прежде считали ледниками умеренного типа, ... похолодание начинается сразу же за границей питания и температура льда в верхних нескольких десятках метров остается ниже 0° С вплоть до края ледника". Ледниковый купол Суккертоппен, расположенный в Западной Гренландии, также относится к этой категории ледников.

Общее уравнение переноса тепла

Теперь перейдем к вопросу о переноса тепла в ледниковом щите. Если пробурить скважину в ледниковом щите, как будет меняться температура с глубиной? Ответ зависит от условий на поверхности и на ледниковом ложе и от того, как тепло переносится по леднику. Температура на поверхности обусловлена климатом; со временем она может меняться. На ложе имеется постоянный приток геотермического тепла, и если ледник скользит по ложу, здесь также выделяется некоторое количество тепла при трении ледника о ложе. Дифференциальное движение льда приводит к появлению тепла внутри ледника, и тепло переносится как за счет теплопроводности, так и при движении льда. Например, области аккумуляции вектора скорости льда немного наклонены вниз по отношению к поверхности. Поэтому, опускаясь все глубже по скважине, мы будем встречаться со льдом, образовавшимся из снега, выпавшего на поверхность ледника на бо́льших высотах. А это означает, что с увеличением глубины лед становится холоднее. Однако темпера-

тура любого слоя льда не будет оставаться все время постоянной, равной его исходной температуре, поскольку между соседними слоями льда происходит обмен теплом. Сейчас мы рассмотрим эту проблему математически, следуя работе Патерсона и Кларка [409].

Предположим, что ложе ледникового щита горизонтально. Поместим начало координат в центре ледникового щита, ось x пустим горизонтально, ось y – вертикально вверх, а ось z выберем с таким расчетом, чтобы получившаяся система координат была правосторонней. Выбранная таким образом система координат неподвижна в пространстве. Все величины будем измерять в системе СИ, что позволяет опустить механический эквивалент теплоты J.

Уравнение сохранения энергии в деформируемой среде можно записать в следующем виде [143, с. 346]:

$$\rho DE/Dt = f - \partial q_x/\partial x - \partial q_y/\partial y - \partial q_z/\partial z, \qquad (10.9)$$

где E – удельная внутренняя энергия, f – скорость производства внутренней энергии в единице объема, q – вектор потока тепла, ρ – плотность, D/Dt – знак дифференцирования по времени в системе координат, движущейся вместе со средой, так что

$$DE/Dt = \partial E/\partial t + u\partial E/\partial x + v\partial E/\partial y + w\partial E/\partial z, \qquad (10.10)$$

где u, v, w – компоненты вектора скорости.

В ледниковом покрове подавляющую часть внутренней энергии составляет тепло, поэтому

$$E = \int_0^T c\,(T')\,dT', \qquad (10.11)$$

где T – абсолютная температура, а c – удельная теплоемкость. Итак, $DE/Dt = c\,(DT/Dt)$.

Горизонтальная компонента потока тепла, обусловленного теплопроводностью, равна

$$q_x = -K\partial T/\partial x, \qquad (10.12)$$

где K – коэффициент теплопроводности. Отсюда имеем

$$-\partial q_x/\partial x = K\partial^2 T/\partial x^2 + (\partial K/\partial x)(\partial T/\partial x) \qquad (10.13)$$

и аналогичные соотношения для других компонент. Поскольку плотность меняется в пространстве, меняется и коэффициент теплопроводности. Во льду плотность можно считать постоянной.

В фирне мы можем предположить, что плотность меняется только в y-направлении, поэтому $\partial K/\partial x = \partial K/\partial z = 0$ и $\partial K/\partial y = (\partial K/\partial \rho)(\partial \rho/\partial y)$. Для определения связи K и ρ следует использовать какое-либо эмпирическое соотношение между ними наподобие уравнений (10.1) и (10.2).

Внутренний разогрев обусловлен деформацией и выделением тепла при замерзании воды в фирне. Поэтому

$$f = \dot{\varepsilon}_x \sigma_x + \dot{\varepsilon}_y \sigma_y + \dot{\varepsilon}_z \sigma_z + 2\dot{\varepsilon}_{xy} \tau_{xy} + 2\dot{\varepsilon}_{yz} \tau_{yz} + 2\dot{\varepsilon}_{xz} \tau_{xz} + W, \tag{10.14}$$

где с соответствующими индексами $\dot{\varepsilon}$ – компонента тензора скоростей деформации, σ и τ – компоненты тензора напряжений и W – скорость выделения скрытой теплоты в единице объема. В результате уравнение (10.9) принимает вид

$$\partial T/\partial t = k \nabla^2 T - u(\partial T/\partial x) + \{(dK/d\rho)(d\rho/dy)/\rho c - v\}(\partial T/\partial y) - w(\partial T/\partial z) + f/\rho c, \tag{10.15}$$

где f определяется уравнением (10.14).

Это общее уравнение переноса тепла в ледниковом щите. Чтобы решить его, следует поставить граничные и начальные условия.

На поверхности температура задается как функция времени. Для граничных условий на ледниковом ложе имеются три возможности:

1. Если температура ниже точки плавления, тогда

$$(dT/dy)_b = G/K,$$

где G – геотермальный поток тепла.

2. Если температура льда достигает точки плавления только на ложе, тогда

$$\rho L b' = u_b \tau_b + K_i (dT_i/dy) - K_r (dT_r/dy),$$

где ρ – плотность льда, L – его скрытая теплота плавления, b' – скорость таяния на ложе, u_b – скорость скольжения, τ_b – касательное напряжение на ложе, а индексы i и r относятся ко льду и подстилающей породе.

3. В области сжимающего течения деформационного тепла может оказаться достаточно для образования придонного слоя конечной толщины, лед в котором находится при температуре плавления, а выше-

лежащий лед остается холодным [301]. В этом случае граничное условие имеет вид

T_b = температура плавления.

В качестве начального условия выбирают какое-нибудь простое распределение температуры, например линейное, убывающее с глубиной.

В уравнении переноса тепла можно сделать некоторые упрощения:

1. Предположить, что деформация ледникового щита плоская, тогда ось x пустить в направлении течения. В этом случае величина w и все компоненты девиатора напряжений, содержащие величину z в качестве индекса, равны нулю.

2. Если пренебречь слоем фирна, $d\rho/dy = 0$ и $W = 0$.

3. Обычно в ледниковом покрове горизонтальный температурный градиент мал по сравнению с вертикальным температурным градиентом. Тогда слагаемыми $\partial^2 T/\partial x^2$ и $\partial^2 T/\partial z^2$ можно пренебречь, и $\nabla^2 T = \partial^2 T/\partial y^2$. Однако слагаемое $u\partial T/\partial x$ не является малым по сравнению с $v\partial T/\partial y$, поскольку всюду, за исключением области, примыкающей к ледоразделу, скорость u много больше скорости v.

4. Предположить, что внутренний разогрев, обусловленный $\dot{\varepsilon}_x$ и $\dot{\varepsilon}_y$, мал по сравнению с тем, который обусловлен $\dot{\varepsilon}_{xy}$. Это, конечно, верно близ ложа, т.е. там, где внутренний разогрев особенно высок. Следовательно, в этом случае $f = 2\dot{\varepsilon}_{xy}\tau_{xy}$.

В результате этих упрощений уравнение (10.15) переходит в следующее:

$$\partial T/\partial t = k\partial^2 T/\partial y^2 - u\partial T/\partial x - v\partial T/\partial y + \dot{\varepsilon}_{xy}\tau_{xy}. \qquad (10.16)$$

Чтобы получить аналитическое решение, приходится произвести дополнительные упрощения, о чем пойдет речь ниже.

Стационарное решение

Простейшим решением уравнения (10.16) является стационарное решение. Условие температурной стационарности имеет вид $\partial T/\partial t = 0$. Кроме того, следует принять во внимание условие динамической стационарности ледникового щита, потому что при изменяющихся толщине и скорости движения льда его температура не

может быть постоянной. В стационарном решении, несмотря на течение льда, температурный профиль вдоль произвольной вертикальной линии, неподвижной в пространстве, остается неизменным. Робин [446] получил стационарное решение, отвечающее центральной части ледникового покрова. Кроме указанных, он принял следующие предположения:

1. Температура на ледниковом ложе ниже точки плавления.

2. Горизонтальный адвективный член $u\partial T/\partial x$ пренебрежимо мал, что характерно для центральной части ледникового щита. Горизонтальная скорость здесь мала, и, поскольку поверхность щита в этом месте почти горизонтальна, температура на поверхности меняется мало.

3. Внутренний разогрев заменяется потоком тепла на ложе ледникового щита, дополнительным к геотермическому потоку. В этом случае генерируемое во льду тепло принимается равным нулю. Как правило, это вполне приемлемое приближение, поскольку почти весь сдвиг в ледниковом щите сосредоточен в его придонной части (гл. 9). Дополнительный поток равен среднему геотермическому при скорости льда, равной 20 м/год.

4. Чтобы получить решение, вертикальная скорость должна быть представлена как функция пространственных координат. На поверхности скорость v должна компенсировать аккумуляцию снега, ибо в противном случае толщина льда будет меняться во времени, что нарушит тем самым предположение стационарности. На ледниковом ложе скорость v должна равняться нулю, поскольку предположено, что лед там не тает. Удовлетворяя этим условиям, возьмем $v = -by/h$, где h – толщина льда и b – суммарный баланс массы, переведенный в толщину льда, увеличенного за год. Предполагается, что скорость v имеет одно и то же значение при всех значениях x. Поэтому значения b и h постоянны. Отсюда следует, что поверхность ледникового щита горизонтальна, и это верно для центральной части щита. (Поскольку предполагалось, что лед несжимаем и его деформация плоская, то $\partial u/\partial x = \partial v/\partial y = b/h$. Поэтому принятое здесь предположение совпадает с предположением, которое рассматривалось в гл. 6, и состоящим в постоянстве по глубине продольной компоненты тензора скоростей деформации.)

Теперь уравнение (10.16) принимает вид

$$k(\partial^2 T/\partial x^2) + (by/h)(\partial T/\partial y) = 0. \qquad (10.17)$$

Граничные условия следующие:

$T_s = \text{const}$, $y = h$,

$(\partial T/\partial y)_b = \text{const}$, $y = 0$.

Однократное интегрирование уравнения (10.17) дает

$$\partial T/\partial y = (\partial T/\partial y)_b \exp(-y^2/l^2), \tag{10.18}$$

где

$l^2 = 2kh/b$.

При втором интегрировании получаем

$$T - T_b = (\partial T/\partial y)_b \int_0^y \exp(-y^2/l^2)\,dy. \tag{10.19}$$

Если величина b положительна, последнее выражение можно переписать так:

$$T - T_s = (1/2)\pi^{1/2} l(\partial T/\partial y)_b \{\operatorname{erf}(y/l) - \operatorname{erf}(h/l)\}, \tag{10.20}$$

где

$$\operatorname{erf} z = 2\pi^{-1/2} \int_0^z \exp(-Y^2)\,dY.$$

Это – табулированная функция ошибок [15].

На рис. 10.3 и 10.4 распределение температуры показано в безразмерных переменных:

расстояние от ложа $\xi = y/h$, (10.21)

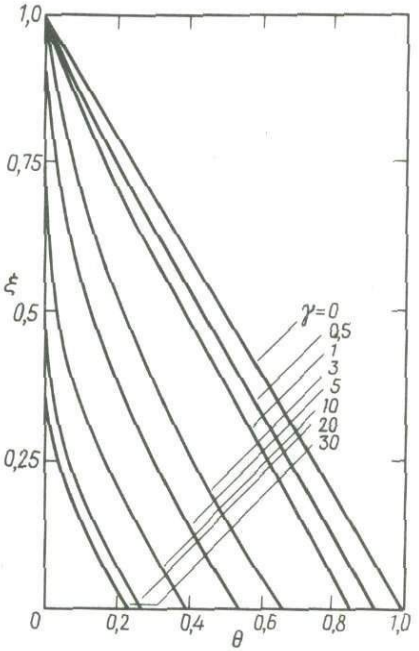
температура $\theta = K(T - T_s)Gh$, (10.22)

параметр адвекции $\gamma = bh/k$. (10.23)

Безразмерная температура зависит от геотермического потока тепла, который принят положительным. При положительной величине b, что соответствует аккумуляции, значение величины θ на ледниковом ложе выражает температурную разницу на поверхности и на ложе; оно равно

$$\theta_b = (\pi/2\gamma)^{1/2} \operatorname{erf}(\gamma/2)^{1/2}. \tag{10.24}$$

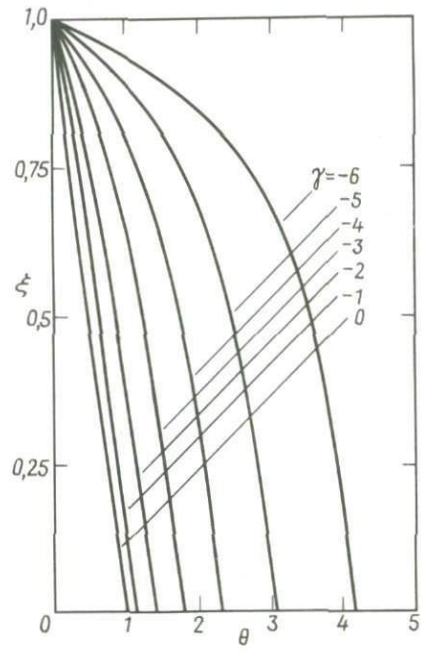
При $\gamma > 6{,}5$, что соответствует $\theta_b < 0{,}49$, $\operatorname{erf}(\gamma/2^{1/2}) \approx 1$ и $\theta_b \approx (\pi/2\gamma)^{1/2}$. Из уравнения (10.18) следует, что в области аккумуляции ($l^2 > 0$) температурный градиент достигает максимума на ложе, а в области абляции ($l^2 < 0$) он минимален.



Р и с. 10.3. Безразмерный стационарный температурный профиль при различных положительных (соответствующих аккумуляции) значениях параметра адвекции.

Относительно определения используемых величин см. уравнения (10.21) — (10.23) [95].

На рис. 10.3 и 10.4 показано, что течение льда сильно влияет на распределение температуры. Вне областей аккумуляции и абляции вертикальный температурный профиль выражается в виде прямой линии с наклоном, равным геотермическому потоку. В области аккумуляции направленное вниз течение льда переносит холод с поверхности, в результате чего температура льда понижается. В области абляции тепло переносится льдом вверх и его температура повышается. При $b = 0{,}03$ м/год и $h = 3$ км (типичные значения для Восточной Антарктиды) $\gamma = 2{,}5$ и $\theta_b = 0{,}7$. При среднем геотермическом потоке тепла, равном $5{,}02 \cdot 10^{-2}$ Вт/м^2, разница температур на поверхности и ложе равна 50 К. В Центральной Гренландии величина b=0,35 м/год, $h = 3$ км, $\gamma = 29$, $\theta_b = 0{,}23$, что соответствует разнице температур, равной 16 К. В этом случае геотермический поток



Р и с. 10.4. **Безразмерный стационарный температурный профиль при различных отрицательных (соответствующих абляции) значениях параметра адвекции.**

Относительно определения используемых величин см. уравнения (10.21) — (10.23) [95].

сказывается только на нижней половине ледникового покрова; верхняя половина находится в изотермических условиях (рис. 10.3). При $b = -0{,}5$ м/год $h = 400$ м, $\gamma = -5{,}5$ и $T_b - T_s = 36$ К. Поскольку очень немногие ледники имеют на поверхности в области абляции среднюю температуру ниже $-36°$С, если вообще существуют такие, это означает, что почти на всех ледниках, даже на арктических, температура на ледниковом ложе в области абляции должна достигать точки плавления. Такое заключение не относится к ледникам, состояние которых далеко от стационарного, например к пульсирующим ледникам.

Предположения, при которых было получено решение уравнения (10.19), состоят прежде всего в том, что температура придонного льда ниже точки плавления и что величина $u\partial T/\partial x$ пренебрежимо ма-

ла. Первое предположение можно ослабить. Если температура льда достигает на ледниковом ложе точки плавления, уравнение (10.19) все же остается справедливым, разве что величину $(\partial T/\partial \gamma)_b$ следует интерпретировать не как геотермический температурный градиент, а как температурный градиент в самых низких слоях льда. Обычно во всех случаях его так и принимают, поскольку геотермический поток тепла в конкретных случаях известен крайне редко. Предположение, согласно которому величина $u\partial T/\partial x$ пренебрежимо мала, приемлемо для центральных частей ледниковых покровов, где u и наклон поверхности, а следовательно, и $\partial T/\partial x$ малы. В области абляции это условие менее реалистично.

Вертман [541] и Зотиков [569] модифицировали уравнение (10.19) с тем, чтобы распространить его на тот случай, когда температура на ложе достигнет точки плавления. Если b' — толщина льда, тающего в единицу времени, то

$$v = -b' - (b - b')\gamma/h$$

и

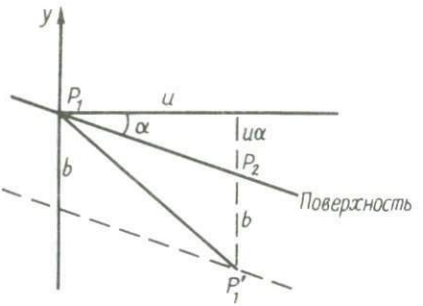
$$T - T_b = (\partial T/\partial \gamma)_b \int_0^{\gamma} \exp\{-(b\gamma^2/2hb'\gamma^2/2h + b'\gamma)k\}\, d\gamma.$$

Дополнительный член важен только в шельфовых ледниках, поскольку в ледниковых покровах b' всегда мало по сравнению с b.

Влияние горизонтальной адвекции

За исключением области, примыкающей к ледоразделу, по характеру течения в ледниковом щите установлено, что тот лед, который залегает на большей глубине, должен был образоваться из снега, выпавшего на большей высоте, и поэтому он будет иметь и более низкую температуру. Следовательно, температура уменьшится с глубиной — в этом случае говорят об "отрицательном температурном градиенте". На рис. 10.3 и 10.4 это не отражено, поскольку при анализе пренебрегли членом $u\partial T/\partial x$.

Такие особенности распределения температуры льда исследовал Робин [446]. Его рассуждения основаны на том предположении, согласно которым в уравнении переноса тепла все члены, включая и описывающий теплопроводность, малы по сравнению с горизон-



Р и с. 10.5. **Вывод формулы для отрицательного температурного градиента. За один год частица льда переходит из точки P_1 в точку P_2' и на поверхность добавляется слой льда толщиной b.**

тальным адвективным членом. В лучшем случае такое предположение верно только в применении к первым сотням метров от поверхности ледника. На больших глубинах притоком геотермического тепла уже нельзя пренебрегать. На рис. 10.5 ось y направлена вертикально вверх с началом в точке P_1. Горизонтальная скорость на поверхности равна u, угол наклона поверхности $-\alpha$, толщина льда, увеличивающаяся за один год, равна b, изменение температуры воздуха, приходящееся на единицу подъема высоты поверхности, равно λ, которая в типичном случае лежит между $-0{,}6$ и $-1{,}4$ К. По прошествии одного года лед, лежавший на поверхности в точке P_1, опускается на глубину b и попадает в точку P_1', которая расположена ниже точки P_2. Если T_1 и T_2 – средние годовые температуры воздуха в точках P_1 и P_2, температурный градиент между точками P_2 и P_1' равен $(T_2 - T_1)b$. Различие y-координат точек P_1 и P_2 приближенно равно $u\alpha$. Следовательно,

$$T_1 - T_2 = u\alpha\lambda.$$

Откуда имеем

$$(\partial T/\partial y)_s = -u\,\alpha\lambda/b. \qquad (10.25)$$

Как u, так и α возрастают по мере удаления от центра ледникового щита. Поэтому отрицательный температурный градиент должен возрастать при продвижении в этом направлении. Наблюдения, проведенные французской экспедицией в Гренландии [446], а также данные, полученные по исследованию ледников Антарктиды [83, с. 20], свидетельствуют, что действительно такой тренд существует.

Потепление климата также может привести к появлению отрицательного температурного градиента, поскольку каждый новый слой снега будет теплее слоев, лежащих ниже его. Влияние климата можно оценить, если предварительно вычислить температурный градиент по уравнению (10.25) и расхождение между вычисленным температурным градиентом и измеренным приписать колебаниям климата.

Модель движущихся колонок

Под условием "стационарности" решения уравнения (10.19) мы пока понимали такое условие, при котором температурный профиль вдоль любой вертикальной линии, неподвижной в пространстве, оставался неизменным, несмотря на течение льда. Математические вычисления заметно упростятся, если в уравнении переноса тепла пренебречь адвективным членом $u\partial T/\partial x$. При таком предположении решение уравнения переноса тепла имеет вид (10.19). При альтернативном подходе предполагают, что скорость u не меняется с глубиной. В этом случае первоначально вертикальная колонка льда остается вертикальной и во все последующие моменты времени. Тогда член $\partial T/\partial t$ можно рассматривать как производную в системе координат, движущейся вместе с колонкой льда, что автоматически учитывает член $u\partial T/\partial x$. Такую *модель движущихся колонок* широко использовал Бадд [428, 81, 83]. В этой модели стационарность означает постоянство во времени температуры в движущейся колонке. Робин [449] использовал эту модель, ограничив ее применение верхними слоями ледникового щита; в этом случае предположение постоянства скорости u по глубине кажется вполне приемлемым. С другой стороны, Бадд применял эту модель ко всей ледниковой толще, но в этом случае предположение о том, что колонка льда остается вертикальной, при достаточном удалении от ледораздела перестает быть верным.

Радок и др. [428] обобщили стационарное решение уравнения (10.19), рассматривая уравнение

$$k(\partial^2 T/\partial y^2) + (b\gamma/h)(\partial T/\partial y) = \mathbb{W}, \qquad (10.26)$$

где $\mathbb{W} = \partial T/\partial t$ – скорость увеличения или уменьшения температуры колонки, принятая за величину постоянную. Она может быть представлена в следующем виде:

$$\mathbb{W} = -\lambda(u_s \alpha - \partial h/\partial t) + Tc, \qquad (10.27)$$

где λ – изменение температуры воздуха на единице подъема высоты поверхности. Отдельные слагаемые в правой части представляют собой отепление, обусловленное движением льда вниз, вызванное понижением высоты поверхности, и изменение температуры, обусловленное изменением толщины льда и колебаниями климата. Однако при анализе такого разделения не производится. Из предположения постоянства значения $\mathbb{W}$ следует, что изменение температуры на любой глубине такое же, как и на поверхности. Это заключение мало реалистично, поскольку температура, по крайней мере в нижних слоях, определяется в основном потоком тепла на ледниковом ложе. Решение уравнения (10.26) имеет вид

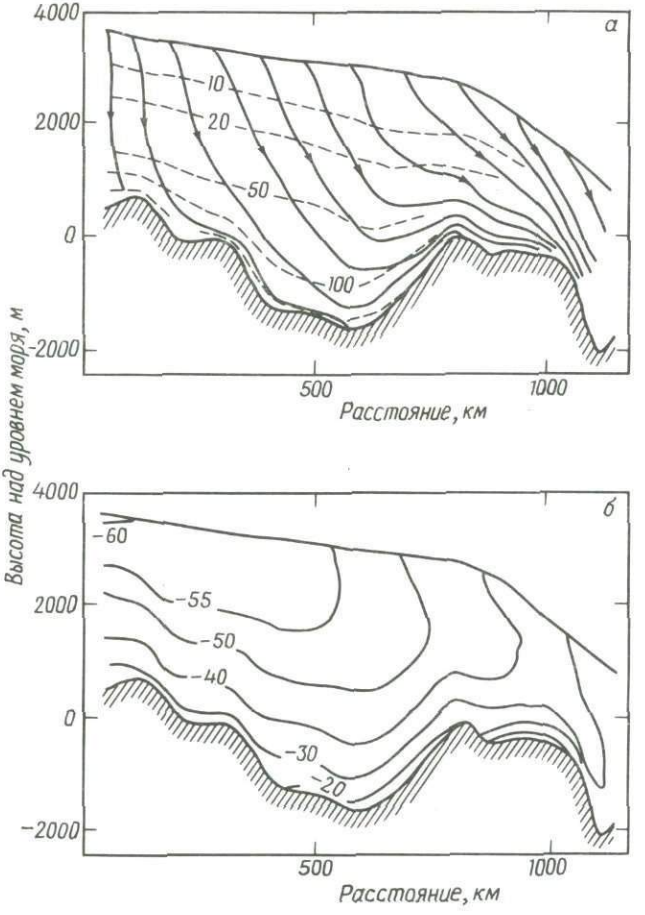
$$\partial T/\partial y = (\partial T/\partial y)_b \exp(-y^2/l^2) + (\mathbb{W}l/k)\, l(y/l), \qquad (10.28)$$

где $l^2 = 2kh/b$ и

$$l(z) = \exp(-Z^2) \int_0^z \exp(Y^2)\, dY.$$

Это так называемый *интеграл Доусона*, представляющий собой табулированную функцию [15]. Первое слагаемое в правой части уравнения (10.28) не что иное, как полученное ранее решение для температурного градиента (10.18). Радок и др. [428] приводят графики зависимости температуры от глубины при разных значениях толщины льда, скоростях аккумуляции и отепления и температурного градиента на ледниковом ложе. Эта модель становится нереалистичной, если скорость отепления превосходит 10^{-3} К/год [428, рис. 3].

Следуя Богословскому [63], Бадд и др. [85] вычислили на компьютере распределение температуры вдоль линии тока в Антарктическом ледниковом покрове. Они решали уравнение (10.26), принимая $\mathbb{W} = -\lambda U\alpha$, где U – горизонтальная компонента скорости, осредненная по толщине льда. Входными данными служили им величины b, h, α, U, температура на поверхности и поток тепла на ложе, распределенные надлежащим образом вдоль линии тока. Величина U выбирается из условия стационарности – поток льда через любое вертикальное сечение равен аккумуляции на поверхности, расположенной по отношению к сечению выше по течению. Поскольку толщина льда меняется, колонка расширяется и сужается по мере ее продвижения вдоль линии тока. По скоростям льда можно вычис-



Р и с. 10.6. *а* — вычисленные стационарные траектории частиц льда (сплошные линии) и линии постоянного возраста льда в тысячах лет (пунктирные линии), расположенные в разрезе Антарктического ледникового покрова по линии тока, идущей от станции Восток до станции Уилкс [83]; *б* — вычисленные линии постоянных температур °С.

лить траекторию частиц и его возраст. Типичные результаты приведены на рис. 10.6. Отрицательный температурный градиент возрастает и распространяется вглубь с удалением от ледораздела.

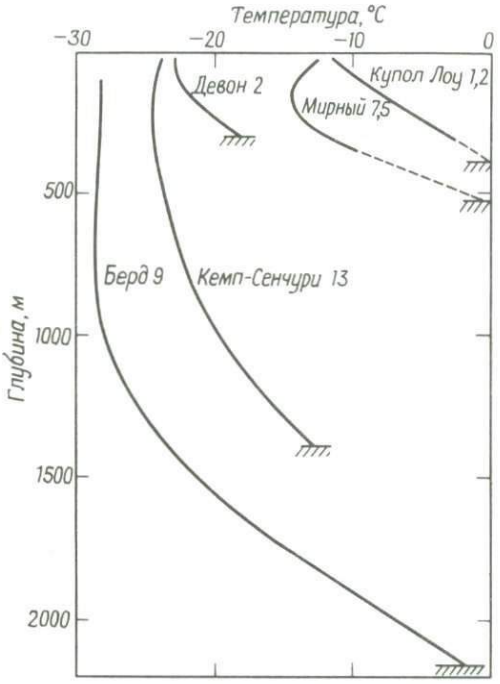
Такие диаграммы показывают общий ход температуры. Однако недостатки модели и неточности входных данных приводят к тому,

что некоторые детали распределения температуры приходится считать ненадежными. Радиозондированием, выполненным Освальдом и Робином [397], установлено наличие подледных "озер" в тех местах, где, согласно вычислениям Бадда и др. [83], температура на ледниковом ложе находится в пределах от −20 до −30 °С. Это расхождение объясняется тем, что авторы приняли слишком большую скорость аккумуляции и могли неправильно выбрать величину геотермического потока. При низкой скорости аккумуляции, типичной для Антарктиды, распределение температуры может сильно меняться при небольших изменениях этой величины. Бадд и др. [85] использовали тот же метод для вычисления распределения температуры в куполе Лоу в Антарктиде. Результаты вычислений находятся в хорошем согласии с распределением температуры, измеренным в девяти скважинах, пробуренных до глубин от 60 до 380 м. Исключение составляет лишь небольшой отрицательный температурный градиент, обнаруженный близ вершины купола. Это связано с потеплением климата или понижением поверхности купола, произошедшими в прошлом веке.

Измеренные температурные профили

На рис. 10.7 и 10.8 показаны температурные профили, измеренные в полярных ледниках и ледниковых покровах. Приведены только те данные, которые получены при бурении достаточно глубоких скважин, и их можно экстраполировать до ледникового ложа. Источники данных следующие: станция Бэрд в Антарктиде [166], Кемп-Сенчури в Гренландии [548], ледниковый купол острова Девон в Канадской Арктике [409], Мирный в Антарктиде [63], купол Лоу в Антарктиде [85], ледник Мэзерв в Антарктиде [232], ледниковый купол Миен в Канадской Арктике [400], ледник Уайт в Канадской Арктике [353]. Температура придонного льда достигает точки плавления на станциях Бэрд, Мирный, куполе Лоу и леднике Уайт.

Почти все кривые имеют такой же характер, как и теоретические кривые, представленные на рис. 10.3 и 10.4, при подходящем выборе параметра адвекции. Отрицательный температурный профиль в верхних частях скважин, пробуренных на станциях Бэрд и Мирный, связан с притоком льда с более высоких частей ледникового покрова. Профиль, полученный в Кемп-Сенчури, рассматривается в сле-

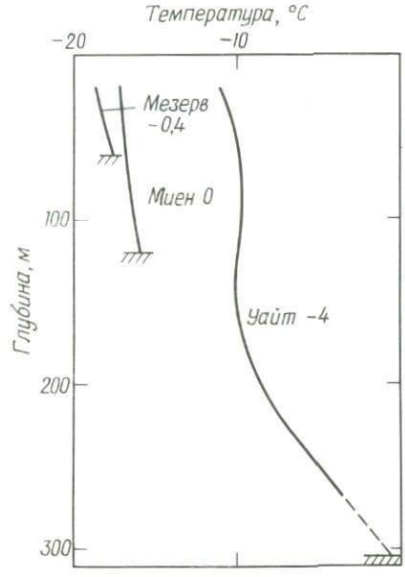


Р и с. 10.7. **Измеренные температурные профили в областях аккумуляции полярных ледниковых покровов.**

Пунктир — экстраполяция. Число около каждой кривой — параметр адвекции (10.23). Источники данных приведены в тексте.

дующем разделе. Повторным замерзанием просочившейся талой воды объясняется, почему верхние 80 м профиля, полученного на ледниковом куполе острова Девон, соответствуют изотермическим условиям. Профили, полученные на леднике Мезерв и на ледниковом куполе Миен, приблизительно линейны, что можно ожидать при малых вертикальных скоростях; небольшая кривизна профиля, полученного на ледниковом куполе Миен, случит результатом недавнего потепления на его поверхности. Приток льда с высоко расположенных частей поверхности может, вероятно, служить объяснением сложной формы профиля, полученного на леднике Уайт. Однако детали пока еще не ясны. Эта скважина пробурена в области абляции, где температура поверхности ниже, чем в области аккумуляции.

Температурный градиент на ледниковом ложе меняется от 0,018 К/м в Кемп-Сенчури до 0,083 К/м леднике Уайт. Средний гео-



Р и с. 10.8. **Измеренные температурные профили в областях абляции полярных ледников.**

Пунктир — экстраполяция. Число около каждой кривой — параметр адвекции (10.23). Источники данных приведены в тексте.

термальный поток тепла, равный $5{,}02 \cdot 10^{-2}$ Вт/м^2, соответствует температурному градиенту 0,024 К/м. Однако измерение температурного градиента на ложе ледниковых покровов не дает достоверной оценки для геотермического потока тепла. К геотермическому потоку тепла на ложе добавляется тепло, выделяемое вследствие трения ледника о ложе (разумеется, если ледник скользит по ложу), и тепло, выделяемое при деформации льда. Кроме того, на температурном градиенте у ледникового ложа сказываются изменения температуры на поверхности, которые были в прошлом. Это характерно даже для таких глубоких скважин, как на станциях Кемп-Сенчури и Бэрд. Например, как показывают вычисления, резкое повышение температуры на поверхности в конце последнего ледникового периода, 10 000 лет назад, на 5 К привело бы к уменьшению современного температурного градиента в нижней части скважины, пробуренной в Кемп-Сенчури, на 10%.

Температурный профиль, полученный в Кемп-Сенчури

Уравнение Робина (10.20) дает простейшее стационарное решение. Однако можно получить и другие решения, используя в уравнении (10.17) новые члены или предполагая, что вертикальная скорость меняется с глубиной не линейно, а более сложным образом. Мы проиллюстрируем это, рассмотрев разные интерпретации распределения температуры в Гренландском ледниковом покрове, измеренного в Кемп-Сенчури (рис. 10.7). При этом оказалось, что разные подходы, основанные на различных предположениях, приводят к результатам, удовлетворительно согласующимся с натуральными данными, что свидетельствует о возможности не единственного решения проблемы.

Уравнение (10.20) с современными значениями скорости аккумуляции, температуры на поверхности и температурного градиента на ложе дает температуру у ложа на 2,7 К ниже наблюдаемой. Более того, уравнение (10.20) не совместимо с отрицательным температурным градиентом близ поверхности.

Вертман [548] добавил к уравнению (10.17) члены, описывающие горизонтальную адвекцию ($-u\partial T/\partial x$) и тепловыделение при сдвиге ($\dot{\varepsilon}_{xy}\tau_{xy}$)$/\rho c$. Касательное напряжение τ_{xy} вычислили с помощью обычных формул по наклонам поверхности и ложа, а касательную скорость деформации взяли из реологического закона. Горизонтальную скорость получили с помощью численного интегрирования. Дифференцирование уравнения (10.20) по x дало приближенное выражение $\partial T/\partial x$ через известные величины. Вертман получил аналитическое решение для распределения температуры, полагая, что на верхней тысяче метров 1367-метровой скважины сумма двух новых членов постоянна, а ниже она меняется линейно. Полученная температура на ледниковом ложе была все еще низкой, а температурный градиент на поверхности хотя и оказался отрицательным, но был слишком мал. Однако Вертман нашел, что, если принять скорость аккумуляции на 65% больше ее современного значения, вычисленный температурный профиль будет соответствовать наблюдаемому с точностью до 0,5 К. Для объяснения наблюдаемого температурного градиента он предположил, что последние 1000 лет климат был теплее на 0,5 К. Однако проведенное позднее исследование керна из скважины показало, что потепление климата ограничено последними 150 годами и к настоящему времени оно закончилось, а современное

значение скорости аккумуляции типично для последних 10000 лет [108, 186]. Это показывает, насколько для интерпретации температурных профилей важны данные, получаемые на основании данных анализа керна.

Дансгор и Йонсен [106] использовали простое уравнение

$$k(\partial^2 T/\partial y^2) - v(\partial T/\partial y) = 0, \qquad (10.29)$$

но вместо линейного соотношения между v и y, соответствующего постоянной вертикальной скорости деформации, т.е. того соотношения, которое использовал Робин, они предположили, что вертикальная скорость деформации постоянна от поверхности и ниже, а на последних 400 м она линейно убывает до нуля на ледниковом ложе. Соотношение между v и y было получено интегрированием. Дансгор и Йонсен использовали ту же модель течения, чтобы вычислить, как меняется возраст льда в скважине с глубиной (гл. 15). Температурный профиль, получаемый как решение уравнения (10.29), не имеет отрицательного градиента близ поверхности. Однако на глубинах свыше 440 м он отличается от измеренного не более чем на 0,4 К.

Филберт и Федерер [416] также использовали уравнение (10.29), но соотношение между v и y они получали из реологического закона Глена. Их решение хорошо соответствует фактическим данным, полученным из нижней половины скважины.

Бадд и др. [84] численно интегрировали уравнение (10.28) при разных значениях b и W. Они выбрали такие значения, которые минимизируют среднеквадратическое рассогласование между наблюдаемыми и вычисленными температурами. За исключением верхних 200 м, которыми они пренебрегли, было получено весьма близкое соответствие: стандартное отклонение равно 0,04 К при b = 0,36 м/год и при похолодании на поверхности – на 5 К за 10 000 лет. Такая скорость аккумуляции весьма близка к современной. Скорость похолодания вновь может быть проверена по тренду отношения изотопов кислорода δ в керне. Как объясняется в гл. 15, величина δ связана с температурой на поверхности. Предсказанное похолодание согласуется с трендом δ за последние 2500 лет, если только этот тренд можно приближенно считать прямой линией, но не за более длительный период [453, рис. 6].

Нестационарные распределения температуры

Поскольку ни один реальный ледниковый покров никогда не находился в стационарном состоянии, распределение температуры,

вычисленное в предположении стационарности, имеет очевидные пределы применения. Популярность стационарных моделей обязана относительной простоте используемого математического аппарата и отсутствию данных о былых значениях температуры на поверхности, скорости аккумуляции, толщины льда и других параметров, знание которых необходимо для вычисления в нестационарной ситуации. Однако в настоящее время анализ ледяного керна дает информацию не только о температуре на поверхности в прошлом, но также и о прошлых скоростях аккумуляции и изменениях толщины льда (гл. 15).

Таким способом Йонсен [250] проанализировал температурный профиль в 50-метровой буровой скважине на станции Крет близ высочайшей точки Гренландского ледникового покрова. Он использовал уравнение (10.15), полагая для упрощения, что перенос тепла происходит только в y-направлении. Производство внутренней энергии, скорость которого в единице объема описывается членом f, обусловлено уплотнением фирна; другие виды деформации пренебрежимо малы, и нет такой воды, которая могла бы вновь замерзнуть во льду. Изменение величины f с глубиной было вычислено по измерениям соотношения между плотностью и глубиной. Это соотношение также использовалось для вычисления вертикальной компоненты скорости $v(y)$. Был проведен изотопно-кислородный анализ керна, поднятого с глубины 404 м и датированного по годовым слоям; возраст льда в нем установлен приблизительно равным 1350 годам. Отношение изотопов кислорода было пересчитано в температуру на поверхности по соответствующей регрессионной линии для Гренландского ледникового покрова (рис. 15.2). Уравнение переноса тепла решалось численно со значением температуры, полученным из изотопно-кислородного отношения как граничное условие на поверхности. В качестве начального условия выбрали условие изотермичности. Наблюдаемая и вычисленная температуры на глубине от 10 до 20 м отличались не более чем на 0,1 К; максимальное расхождение на больших глубинах равнялось 0,025 К.

Патерсон и Кларк [409] проанализировали температуры в 299-метровой скважине, пробуренной в ледниковом куполе острова Девон, численно решая то же уравнение (10.15), что и Йонсен. Тепло, обусловленное уплотнением фирна, они вычислили по кривой зависимости плотности от глубины. Тепло, обусловленное деформацией, было оценено на основании измерений в буровой скважине скоростей де-

формации; напряжения вычислялись с помощью реологического закона. Количество скрытого тепла, выделяемого при повторном замерзании талой воды, может быть вычислено из частоты и толщины слоев льда в керне, поскольку они являются мерой объема вновь замерзшей талой воды, хотя при этом приходится делать некоторые предположения о средней глубине ее проникновения и толщине слоя, в котором она повторно замерзает. Граничным условием на поверхности служила температура, полученная по отношению изотопов кислорода в керне. Из этого отношения следует, что возраст льда в керне равен 11 000 годам, – это предел для подобного метода определения возраста льда. Вычисления показали, что на температурный градиент на границе раздела льда с подстилающим ложем повлиял быстрый подъем температуры в конце последнего ледникового периода 10 000 лет назад. Поэтому пришлось включить в рассмотрение поток тепла в подстилающей породе и тем самым использовать трехслойную модель: фирн, лед и горная порода. В качестве начальной температуры была взята температура, линейно повышающаяся с глубиной и удовлетворяющая граничным условиям, т.е. соответствующая геотермическому потоку тепла и температуре на поверхности 11 000 лет назад.

Максимальное расхождение между наблюдаемой и вычисленной температурами равнялось 0,4 К. Анализ показал, что распределение температуры в верхней половине буровой скважины определяется в основном количеством вновь замерзшей талой воды. Различие температур в двух буровых скважинах, разнесенных на 300 м, также с большой достоверностью объясняется различием количества скрытого тепла, что подтверждается неодинаковым объемом слоев льда в керне из обеих скважин. Патерсон и Кларк также показали, что нестационарным анализом можно объяснить наблюдаемую форму верхней части температурного профиля. Расхождения между вычисленной на основе стационарной модели и наблюдаемой температурами не могут быть меньше 1,5 К.

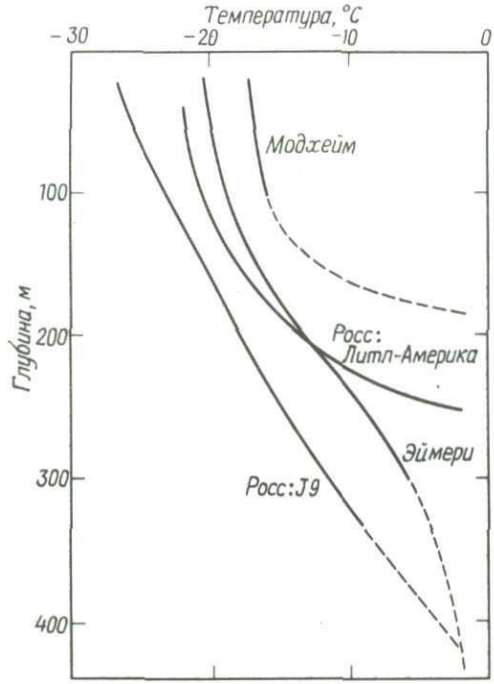
На этих двух примерах показано, что температуры, вычисленные на основе нестационарных моделей, хорошо соответствуют наблюдаемым температурам, но, разумеется, при наличии удовлетворительных исходных данных. Предположение стационарности не может быть оправданно, поскольку известно, что в прошлом температура на поверхности изменялась. Однако в этих примерах все еще предполагается, что скорость аккумуляции, толщина льда и компоненты скорости

во времени не меняются. Такие предположения могут быть приемлемыми в каких-нибудь частных случаях, но, конечно, не в общем. Точное нестационарное решение должно описывать изменения и температуры, и течения льда. Этот вопрос обсуждается в последнем разделе гл. 12.

Температура шельфовых ледников

К теории распределения температуры в плавающих шельфовых ледниках относились с меньшим вниманием, чем к той же проблеме в ледниковых щитах. Нижнее граничное условие состоит в том, что температура на нижней поверхности фиксирована и равна температуре замерзания морской воды. Поток тепла на нижней поверхности шельфового ледника зависит от температуры, солености и циркуляции морской воды под ледником. Эти условия определяют, происходит ли таяние льда, покидающего ледник, как это обычно и происходит, или же морская вода примерзает к нижней поверхности ледника. В стационарном состоянии вертикальная компонента скорости должна компенсировать таяние или аккрецию. Питание шельфовых ледников обеспечивается за счет притока льда из Антарктического ледникового щита, распределение температуры в ледниковом щите влияет на температуру в шельфовом леднике на значительном расстоянии от линии всплывания льда. Уменьшение толщины шельфового ледника по мере продвижения льда в сторону моря также влияет на распределение температуры.

Векслер [562, 563] получил аналитическое решение уравнения переноса тепла при некоторых специальных условиях, таких как стационарность, отсутствие таяния или аккумуляции на одной или обеих поверхностях, равенство аккумуляции на верхней поверхности и таяния на нижней. Шумский и Красс [489] провели совместный анализ уравнения переноса тепла и уравнений, управляющих течением льда (состоящих из уравнений равновесия и реологического закона). Йонсен и Радок [248], используя компьютер, получили нестационарное решение уравнения переноса тепла; однако их трактовка граничных условий на нижней поверхности неудовлетворительна. Модель движущихся колонок, по-видимому, приемлема для описания динамики шельфовых ледников; поскольку нет сдвига, первоначально вертикальная колонка остается вертикальной и во все последующие моменты времени.



Р и с. 10.9. **Измеренные температурные профили в шельфовых ледниках. Пунктир — экстраполяция. Источники данных приведены в тексте.**

На рис. 10.9 представлены температуры, измеренные в шельфовых ледниках. Источники данных следующие: Модхейм [472], Литл-Америка [45], Эймери [536], J 9 [97]. Результаты измерений были экстраполированы до нижней поверхности таким образом, чтобы температура там равнялась −2°С, т.е. температуре замерзания морской воды при соответствующей ее солености. Различие температурных кривых, полученных, с одной стороны, на шельфовом леднике Эймери, а с другой — на станциях Модхейм и Литл-Америка, объясняется тем, что в первом случае на нижней поверхности происходит замерзание [346], а во втором — таяние. Лед в последних 6 м скважины, пробуренной на станции J9, был соленый [244], откуда следует, что морская вода должна была примерзнуть к нижней поверхности ледника выше по его течению. Однако скорость аккумуляции в месте расположения буровой скважины неизвестна. Тем-

пературный градиент на нижней поверхности, полученный на станции Литл-Америка, в 15 раз превосходит средний геотермический градиент; это означает, что почти все тепло поступает из морской воды.

Детальная интерпретация отдельных кривых затруднительна, поскольку распределение температуры зависит не только от условий в самой скважине, но и на участках ледника, расположенных выше по его течению. Однако кривая, полученная на станции Литл-Америка, в грубых чертах совпадает со стационарной кривой, полученной Шумским и Крассом [489] при условии таяния на нижней поверхности. С другой стороны, Йонсен и Радок [248] получили хорошее согласие с той же кривой в рамках нестационарной модели при подходящем выборе скорости потепления на верхней поверхности, переменного потока тепла на нижней поверхности и скорости уменьшения толщины льда по мере приближения к фронту ледника. Не известно, реальны ли выбранные ими значения этих величин. Макейл и Томас [318] получили хорошее согласие с температурной кривой, полученной на станции J9, произведя вычисления на основе нестационарной численной модели, в которой учитываются условия вдоль линии тока от линии налегания шельфового ледника до места расположения буровой скважины.

Дополнительная литература

J. Glaciol, 16, 1976, содержит материалы международного симпозиума по теме: "Температурный режим горных ледников и ледниковых покровов".

11. Тектонические и петрографические структуры ледников и ледниковых покровов

• •

Поистине боги любят неясное
и презирают очевидное,

Упанишады

Введение

В результате деформаций в ледниках образуется широкий спектр тектонических структур: трещины, сбросы, различного рода вторичная слоистость, складки, а также огивы, представляющие собой чередующиеся дуги белого и темного льда. Эти структуры будут описаны в первый части главы, здесь же мы рассмотрим современные идеи, касающиеся их происхождения. Практическая значимость указанных идей выходит за рамки гляциологии, поскольку и складки, и тот тип вторичных текстур, который называют сланцеватостью, характерны не только для льда, но и для дислоцированных горных пород. Но если в этих породах налицо лишь конечный продукт деформаций, то в различных частях ледников можно видеть тектонические структуры на разных стадиях их развития. Деформации в ледниках проще, чем в породах земной коры, так как они связаны только с силой тяжести. К тому же в отличие от горных пород лед мономинерален. Однако в силу того что ледники обычно подвергаются нескольким фазам деформации, их структура также может быть чрезвычайно сложной. Кроме того, лед деформируется достаточно быстро, поэтому есть возможность проводить непосредственные измерения скоростей этих процессов и оценивать суммарные скорости деформаций. Таким образом, ледники могут служить природными лабораториями для изучения таких геологических процессов, как деформация древних глубинных пород, которые в настоящее время слагают горные хребты.

В областях питания мощных ледниковых покровов и ледниках, занимающих долины с выровненными правильными профилями, главная роль принадлежит не вторичным дислокационным, а первичным осадочным текстурам.

В процессе движения льда изменениям подвергаются также мелкие элементы его строения – распределение и форма воздушных

Рис. 11.1. Продольная сланцеватость льда на леднике Камфортлессбреен (Шпицберген).
Фото М. Хэмбри.

пузырьков, размеры, форма и ориентировка кристаллов. В сумме эти элементы образуют *петрографическую структуру льда*. Почти все современные теории движения ледников исходят из допущения об изотропности льда, однако с развитием ориентированных структур это допущение становится неверным. Поэтому в таких теориях должны быть учтены взаимодействия между деформациями и петрографическими структурами льда. Описание петрографических структур и данные об их генезисе приводятся во второй половине настоящей главы.

Сланцеватость

Сланцеватость – это плоскостная или слоистая текстура, которая образуется в ледниковом льду в процессе течения. Обособление ледяных слоев происходит за счет периодических изменений в размерах кристаллов, а также в количестве и величине воздушных пузырьков. Отдельные слои обычно имеют толщину 10 – 100 мм, они, как правило, протягиваются не более чем на несколько метров.

Типичный сланцеватый лед можно видеть на рис. 11.1. В строении ледников умеренного типа участвуют три типа льда: крупнозернистый пузырчатый, крупнозернистый чистый ("голубой") и мелкозернистый пузырчатый ("белый") [21]. Кристаллы крупнозернистого льда обычно имеют диаметры в пределах от 10 до 150 мм, причем прозрачном льду они крупнее, чем в пузырчатом. В мелкозернистом льду диаметры кристаллов меньше 5 мм. Наибольшее распространение имеет крупнозернистый пузырчатый лед. Ледники с температурами ниже –10 С состоят из мелкозернистого льда, а их сланцеватые текстуры связаны с чередованием слоев чистого и пузырчатого льда, состоящего из кристаллов одинаковых размеров.

Картирование сланцеватости ведется либо на основе непосредственных наблюдений на поверхности области абляции ледников, либо путем дешифрирования аэроснимков. Сланцеватые текстуры можно часто изучать в стенках ледниковых трещин и в краевых обрывах, однако в типичном случае трехмерное представление о залегании сланцеватости составляется по наблюдениям на поверхности ледников и общей картине их движения (гл. 5). Зоны наиболее сильного развития сланцеватости приурочены к прибортовым и фронтальным частям ледников; чаще всего плоскости сланцеватости оказываются параллельными поверхности ледникового ложа. На ледниках выходы плоскостей сланцеватости часто образуют дуги, выпуклые стороны которых ориентированы в направлении движения льда. В нижних частях ледниковых языков параллельное изгибание этих плоскостей приводит к образованию своеобразных "вложенных ложковидных структур"; для их крыльев характерно крутое падение, переходящее близ бортов почти в вертикальное, тогда как осевые линии имеют пологий наклон, направленный к верховьям ледников (под "падением слоев" понимаются углы, образованные поверхностью слоев и горизонтом). Ледники, образовавшиеся в результате слияния двух или нескольких составляющих, часто имеют по нескольку независимых систем вложенных дуг, каждая из которых соответствует "своему" притоку, причем сланцеватость близ границ между такими системами ориентирована продольно, т.е. параллельно бортам ледниковых долин.

Формирование сланцеватости обычно происходит вследствие деформации неоднородностей, которые изначально были во льду. Наиболее крупные из таких неоднородностей следующие: *осадочная слоистость*, первоначально параллельная ледниковой поверхности;

следы трещин, первоначально вертикальные; *ледяные жилы и линзы* (гл. 2), а также прослойки морены, включенные в лед придонных и прибортовных частей ледников. Осадочная слоистость, или *стратификация*, образуется за счет чередования толстых слоев крупнозернистого пузырчатого льда, сформированного из зимнего снега, и тонких слоев крупнозернистого чистого льда, возникших в результате повторного замерзания талой воды. При этом наиболее заметными элементами слоистости часто становятся моренные прослойки – концентрация эоловой пыли в сезоны летнего таяния, Осадочную стратификацию, связанную с постепенным накоплением твердых атмосферных осадков, не следует принимать за сланцеватость. На практике различать эти элементы не всегда просто, так как на некоторых ледниках почти вся сланцеватость наследует осадочную слоистость [177]. Следы трещин – это шрамы, оставшиеся от старых разрывных нарушений, успевшие залечиться (закрыться или заполниться снегом и водой), а также узкие контракционные трещины, сначала заполненные водой из окружающего льда, а теперь замерзшие [181].

На рис. 11.2 можно видеть, как различные элементы сланцеватости деформировались под действием двух основных систем напряжений. На нем также показано, как те же деформации могли бы

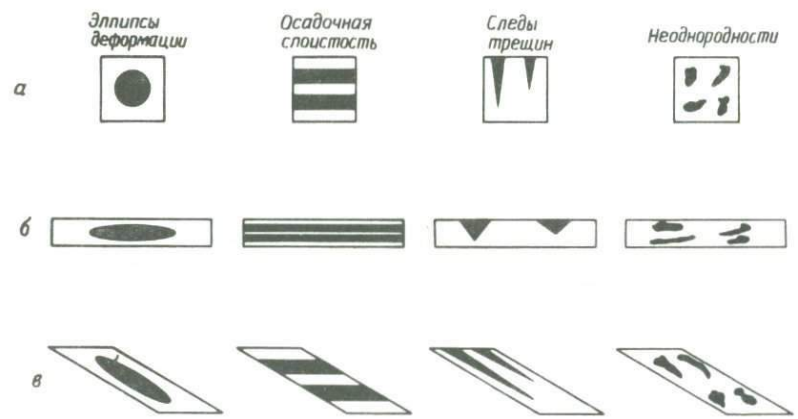


Рис. 11.2. Изменения формы квадрата, круга и различных текстурных компонент льда под действием однородных деформаций.

а – исходное состояние; *б* – после чистого сдвига; *в* – после простого сдвига [223].

изменить квадрат и круг. Однако столь простой двумерный характер эти деформации могут иметь только в самых простых условиях – *либо на стрежневой линии ледника*, занимающего долину неизменной ширины, либо в ледниковом щите, ледораздел которого имеет форму линейно вытянутого хребта, а течение направлено по нормали к этому ледоразделу. Тем не менее двух указанных систем напряжений оказывается достаточно для объяснения основных особенностей формы сланцеватости. Ряд *б* (рис. 11.2) характеризует эффект вертикального сжатия, сопровождаемого равным по величине растяжением, которое ориентировано в направлении течения. Деформации этого типа, называемого *чистым сдвигом*, происходят в приповерхностном льду областей аккумуляции и на всех глубинах в ледораздельных зонах щитов. Сходная система деформаций с вертикальным растяжением и горизонтальным сжатием развита в приповерхностных частях областей абляции. Ряд *в* того же рисунка иллюстрирует деформации *простого сдвига*, характерные для льда близ контакта с ледниковым ложем и бортами долин. Обычно ледники испытывают деформации, которые представляют комбинации чистого и простого сдвигов, причем относительная роль последнего по мере движения вниз по долине и от центра к краям ледниковых щитов все более возрастает.

Теперь ясно, что степень развития сланцеватости зависит от того, сколь велика суммарная деформация, которой подвергся лед [345, 223, 224]. Это позволяет понять причину безуспешности всех попыток установления зависимости между степенью сланцеватости и скоростями деформации, измеренными в одних и тех же точках на ледниках. Поскольку же ледники не обладают признаками, которые позволяли бы непосредственно судить об их суммарной деформации, значения последней приходится определять на основе данных о распределении скоростей.

Оценка величин суммарной деформации льда по карте изотах (изолиний равных скоростей) и линий движения была выполнена Милнсом и Хэмбри [345], которые нанесли смещения ряда точек ледниковой поверхности вдоль линий движения за короткие интервалы времени. Таким путем, сделав допущение о стационарном (установившемся) режиме ледника, они могли ответить на вопрос, какое положение займет любая точка ледниковой поверхности через определенный интервал времени. Причем мерой суммарной деформации за этот интервал могут служить изменения в площади и форме треугольников, вершинами которых служат соседние точки. Исход-

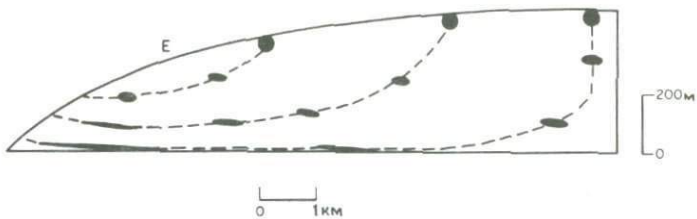


Рис. 11.3. Схематическое изображение суммарной деформации по линиям тока ледникового щита.

Течение льда превращает круги в эллипсы. *E* — граница питания [223].

ные и итоговые длины и положения сторон каждого из них позволяют рассчитывать нормальные и сдвиговые деформации. Затем с помощью построения кругов Мора [245, с. 9, 10] определяют размеры и ориентировку эллипсов деформаций, т.е. фигур, в которые превращаются круги с радиусами, равными единице длины. Этот метод, основанный на одних лишь поверхностных измерениях, должен давать удовлетворительную точность в определении суммарной деформации на участках, где компоненты ее скорости не слишком сильно меняются с глубиной. Однако он не надежен для прибортовых частей ледников, а также для льда, который когда либо находился близ ледникового ложа. Данный метод требует, чтобы измерения скоростей движения охватывали всю поверхность исследуемых ледников.

Хадлстон и Хук [230] изучили деформации ледникового купола Барнса на острове Баффина, использовав измерения толщины льда и скоростей его движения, как поверхностных, так и глубинных, вдоль линии тока, которая протягивается на 10 км от ледораздела до краевого обрыва. Течение льда в поперечном направлении здесь пренебрежимо мало. Суммарные деформации льда на соответствующем профиле были рассчитаны на ЭВМ, причем и здесь авторы расчета исходили из допущения, согласно которому на протяжении последних тысячелетий ледниковый купол находится в стационарном состоянии. Результаты этой работы отражены на рис. 11.3. В процессе течения все круги превратились в эллипсы. Придонный лед испытал деформацию простого сдвига, которая оказалась наиболее интенсивной у ледникового края, где эти эллипсы вытянуты особенно сильно. Их длинные оси грубо параллельны линиям тока.

Хадлстон и Хук рассмотрели вопрос о способах образования сланцеватости разного генезиса. Осадочная слоистость сохраняет свою

форму, близкую к горизонтальной, во всех частях ледникового купола. Следы трещин образуют плоскости, которые испытывают вращение, заставляющее постепенно менять их положение от вертикального до наклонного, падающего в сторону вершины того же купола. Их начальная деформация зависит от того, образовались ли они в области аккумуляции (как это показано на рис. 11.2) или в области абляции. Ледяные линзы и другие неоднородности растягиваются в направлении максимумов суммарной деформации, которое принимается за ось x. Судя по данным численного моделирования, суммарная деформация в концевых частях ледников достаточно велика, чтобы и осадочная слоистость, и следы трещин, и деформированные неоднородности вытягивались в одном и том же направлении, параллельном траекториям перемещения частиц льда и оси x. Иными словами, в этих частях должна быть единая система сланцеватости, параллельная линиям тока (которые в условиях стационарного течения совпадают с траекториями частиц). Данный вывод подтвержден наблюдениями, так что причинно-следственная связь сланцеватости и суммарной деформации может считаться доказанной. Вместе с тем близ ледникового ложа преобладают деформации простого сдвига, так что и направления максимальных скоростей сдвиговых деформаций там близки к оси x. Это значит, что сланцеватость придонного льда краевых частицей ледников можно объяснить и с точки зрения гипотезы, согласно которой сланцеватость развивается параллельно плоскостям максимальных сдвиговых деформаций. В то же время в приповерхностных частях областей абляции сланцеватость часто характеризуется падением, которое существенно отличается от падения плоскостей максимальных скоростей сдвига [230].

Связи между деформациями и сланцеватостью льда, изученные Хадлстоном и Хуком на продольном профиле ледникового купола, представляют наиболее простой случай. Однако более сложные сланцеватые структуры, проявляющиеся на поверхностях областей абляции многих долинных ледников в форме дугообразных линий, могут быть также объяснены их связью с суммарной деформацией. В самом деле, в прибортовых частях ледников преобладает простой сдвиг, так что в результате деформаций там формируется сланцеватость, параллельная бортам долин. А в приосевых частях областей абляции, где лед испытывает в основном продольное сжатие, главные оси эллипсов деформации ориентируются поперек ледников, в том же направлении вытягиваются выходы плоскостей сланцеватости [179].

Итак, в процессе деформации льда сланцеватость разного генезиса постепенно приобретает одну и ту же ориентировку. Однако в некоторых случаях суммарная деформация оказывается недостаточной для того, чтобы этот процесс дошел до конца. Например, дугообразная сланцеватость, наследующая поперечные трещины, иногда пересекает осадочную слоистость, а во льду, прошедшем через несколько ледопадов, могут развиваться системы взаимно пересекающихся дугообразных текстур, может быть нацело лишенные следов осадочной слоистости. Кроме того, по причинам, которые пока остаются неясными, на ледниках, которые имеют форму широких фирновых бассейнов с узкими языками, часто наблюдается продольная сланцеватость, ясно выраженная по всей ширине их областей абляции [179].

Складки

Лед ледников часто бывает смят в складки. Профили таких складок можно видеть на поверхности ледников и в их краевых обрывах. Размеры и ориентировка ледниковых складок весьма разнообразны, они похожи на складчатые структуры слоистых пород. Но если складчатость горных пород досконально изучена [429], ледяным складкам до сих пор почти не уделялось внимания.

Ярким примером ледниковой складчатости могут служить деформации срединных морен пульсирующих ледников (гл. 13). Такие морены обычно бывают смяты в складки или петли, которые имеют форму луковиц и часто они расположены друг от друга на километры. Моренные петли образуются в местах впадения ледников-притоков в ледники главных долин, а на пульсирующих ледниках они отрываются от породивших их притоков, при этом происходят километровые смещения. В тех случаях, когда у больших ледников есть несколько крупных притоков и эти ледники-притоки подвержены собственным пульсациям, рисунок моренных петель может быть весьма сложным.

Эффектная складчатость наблюдается в моренах концевых лопастей ряда ледников Аляски, которые выходят из гор и растекаются по прибрежным равнинам. Наиболее известным примером таких ледников служит ледник Маляспина [424, с. 43]. Он смят в серию крупных складок, в моренных слоях которых закономерно повторяется один и тот же зигзагообразный рисунок. Складки с приближени-

ем к краям ледниковой лопасти становятся все более сжатыми. Одну из складок подобного типа можно видеть в левом нижнем углу рис. 13.1. На леднике Беринга складчатость исследовал Пост. Для предгорных ледниковых лопастей характерно нормальное радиальное растекание льда, поэтому их складчатые дислокации не могли образоваться ни вследствие простого коробления при сжатии, ни в результате деформаций в зонах быстрого сдвига. По заключению Поста, эти складки зародились как моренные петли, связанные с подрижками значительно выше по течению льда, еще в питающих лопасть ледниках. А движение льда в самой предгорной лопасти с характерным для него сжатием по линиям тока и поперечным растяжением трансформировало эти петли, как большие, так и малые, в крупные сильно сдавленные складки.

Объяснение механизмов формирования складок, наблюдавшихся в слоистом льду краевого обрыва ледникового купола Барнса, было предложено Хадлстоном [228]. Крылья этих складок слегка наклонены к горизонту, их замки горизонтальны и перпендикулярны к направлению движения льда, мощность каждой складки составляет несколько метров. Как указывалось выше, сланцеватые текстуры в краевой части стационарного ледникового купола параллельны линиям тока, с которыми совпадают и траектории перемещения частиц. Эти траектории изгибаться не могут, поэтому пока ледниковый купол остается стационарным, его сланцеватость не нарушается складчатостью. Представим две частицы, *А* и *Б*, лежащие на одной и той же линии тока стационарного ледникового купола, причем одна из них, *А*, находится близ краевого обрыва. Затем допустим, что вследствие изменений аккумуляции или абляции толщина льда изменилась. В этом случае должны измениться и траектории частиц. Если в результате этого частица *Б* окажется на другой линии тока, расположенной выше частицы *А*, то в силу увеличения скоростей льда с удалением от ложа частица *Б* начнет двигаться быстрее, чем *А*. И если разница в горизонтальном смещении *Б* и *А* за некоторый интервал времени окажется больше исходного горизонтального расстояния между этими частицами, в краевой зоне ледникового купола будет сформирована опрокинутая складка. Конкретная форма новых траекторий частиц, возникших после изменения толщины льда, зависит от рельефа ледникового ложа. Если в силу этого изменения все частицы начнут двигаться по более низким траекториям, никаких складок не возникнет. Форма и размеры ледниковых складок опре-

деляются причинами и степенью отклонения от стационарного режима, характером ложа и толщиной складчатого льда, налегающего на это ложе. Раз образовавшись, складки модифицируются сдвиговыми деформациями в придонных частях ледников и сжимающим течением в их краевых зонах. Сильнее всего сжаты складки у ледникового ложа.

Другие объяснения генезиса складок исходят из постулата о присутствии узких зон интенсивного сдвига (среза) или дифференцированных сдвиговых деформаций, ориентированных под углом к сланцеватости. Однако Хадлстон установил, что все образцы льда, взятые как на крыльях, так и на шарнире складки, имеют одну и ту же ориентировку кристаллов. Этим доказывается, что такие складки сформировались не за счет дифференциального сдвига соседних крыльев. В целом вопрос о возможной связи некоторых складок с деформациями сдвига пока остается неясным.

В долинных ледниках широко развита мелкая складчатость. Она часто сопровождается транспозицией (переориентировкой) сланцеватости. По мере сжатия складок их крылья испытывают расплющивание и участвующие в их строении слои сильно утончаются. В итоге такого процесса образуется новая система вторичных текстур, параллельная осевым поверхностям складок.

Огивы

Огивы, или полосы Форбса, – это поперечные полосы светлого и темного льда на поверхности некоторых ледников ниже ледопадов. В плане огивы имеют форму вложенных дуг, обращенных своими выпуклыми сторонами вниз по течению льда, что прямо отражает распределение скоростей на поперечных профилях ледников. Суммарная ширина пары соседних полос – одной светлой и одной темной – обычно соответствует расстоянию, на которое поверхность ледника смещается за год. Огивы всегда формируются в ледопадах или у их подножий. Признаки огив не везде выражены одинаково ясно, и есть ледопады, в которых вообще нет огив. При своем появлении у подножий ледопадов последние имеют вид серий волнообразных поднятий ледниковой поверхности, амплитуды которых вниз по леднику уменьшаются, так что уже на некотором расстоянии от ледопадов на месте волн остаются лишь полосы. В некоторых случаях огивы доходят до самых концов ледников, в других – они исчезают на полпути. Пост

и Лашапель [424, рис. 61 – 70] приводят прекрасные фотографии этих образований.

Хефели [169] полагал, что упомянутые валообразные формы представляют собой "волны сжатия", возникающие летом вследствие увеличения скорости скольжения льда на ледопадах и соответствующие усилению напора на нижележащий язык. Конечно, вполне вероятно, что летом весь ледник скользит быстрее, чем зимой, однако отсюда совсем не следует, что при этом обязательно должно усиливаться продольное сжатие. Най [366] провел специальные наблюдения за поверхностными скоростями деформации в области формирования огив ледника Аустердальсбре в Норвегии, и полученное им распределение этих характеристик не подтвердило гипотезы волн сжатия.

Най предложил другое объяснение огив, которое не связывает их с сезонными колебаниями скоростей. В ледопадах лед вообще движется гораздо быстрее, чем в других местах, так что на них ледники испытывают сильное растяжение. Удельная, т.е. отнесенная к единице объема, поверхность льда здесь оказывается значительно большей, чем на языке. Поэтому те части ледников, которые проходят через ледопады летом, испытывают особенно большие потери массы в результате абляции и аккумулируют особенно много эоловой пыли. Именно эти части, оказываясь в зонах продольного сжатия у подножий ледопадов, становятся ложбинами, тогда как разделяющие их валы формируются на месте других частей ледников, которые прошли через ледопады зимой и аккумулировали особенно много снега. По этой теории темные полосы должны соответствовать ложбинам, что подтверждено и данными наблюдений. По измерениям Ная на леднике Аустердальсбрэ, валообразные поднятия освобождаются от сезонного снега раньше, чем ложбины, в связи с чем абляция валов на 30% превосходит абляцию ложбин. Этим объясняется постепенное сглаживание указанных поднятий. Положение и амплитуды валов, определенные путем расчетов, которые используют измерения скоростей движения и абляции льда, хорошо согласуются с данными наблюдений.

Согласно гипотезе Хольдсворта [214], огивы образуются в результате поперечного коробления ледников. Условием для такого коробления служит приповерхностный слой льда, который либо обладает эффективной вязкостью, непрерывно меняющейся с глубиной, либо имеет постоянную вязкость, отличную от вязкости более глубоких слоев.

Хольдсворт утверждает, что наличие такого слоя можно объяснить проникновением в лед зимней "волны холода". Однако это весьма сомнительно.

Трещины

Трещины – это разрывы во льду, связанные с растяжением. В простых условиях они образуют рисунок, который может быть выведен из ориентировки основных напряжений [361]. Представим, что поверхность ледника – это плоскость; линия на этой плоскости, ориентированная в направлении движения льда – ось x; направление, перпендикулярное к плоскости, – ось y, а лежащее на плоскости, но поперечное к оси x – ось z. При этом нормальными компонентами напряжений будут σ_x, σ_y, σ_z, а компонентами сдвиговых напряжений – τ_{xy}, τ_{yz}, τ_{xz}. Поскольку τ_{xy} и τ_{yz} у поверхности равны нулю, единственной основной компонентой напряжения здесь будет величина σ_y.

Другие компоненты – это корни σ_1, σ_2 уравнения

$$\sigma^2 - (\sigma_x + \sigma_z)\sigma + (\sigma_x \sigma_z - \tau_{xz}^2) = 0.$$

Трещины образуются только в тех местах, где по крайней мере одна из компонент, σ_1 или σ_2, будет растягивающей. Кроме того, растягивающее напряжение должно по своему значению превышать сопротивление льда на разрыв. По мнению Ная, если лишь одно из основных напряжений, скажем σ_1, оказывается растягивающим, то трещины должны раскрываться в его направлении. Эта гипотеза была подтверждена исследованиями Майера [329] на леднике Саскачеван в Канаде, где удалось доказать, что ледниковые трещины простираются примерно перпендикулярно к направлениям основных деформаций растяжения. Однако работы Хэмбри и Мюллера [180] на леднике Уайт в Канадской Арктике показали, что подобное соотношение деформаций и трещин выдерживается не везде. Это приводит к мысли, что большую роль может играть и значение σ_2.

Рассмотрим долинный ледник постоянной ширины и допустим для упрощения, что значения σ_x на его поперечных профилях не меняются. Не будем учитывать также влияния атмосферного давления. Напряжение сдвига τ_{xz}, связанное с торможением льда у бортов долины, будет равным нулю у стрежневой линии и нарастать к обоим бортам.

Рис. 11.4, *а* построен при допущении, согласно которому на поверхности ледника единственной значащей компонентой служит τ_{xz}.

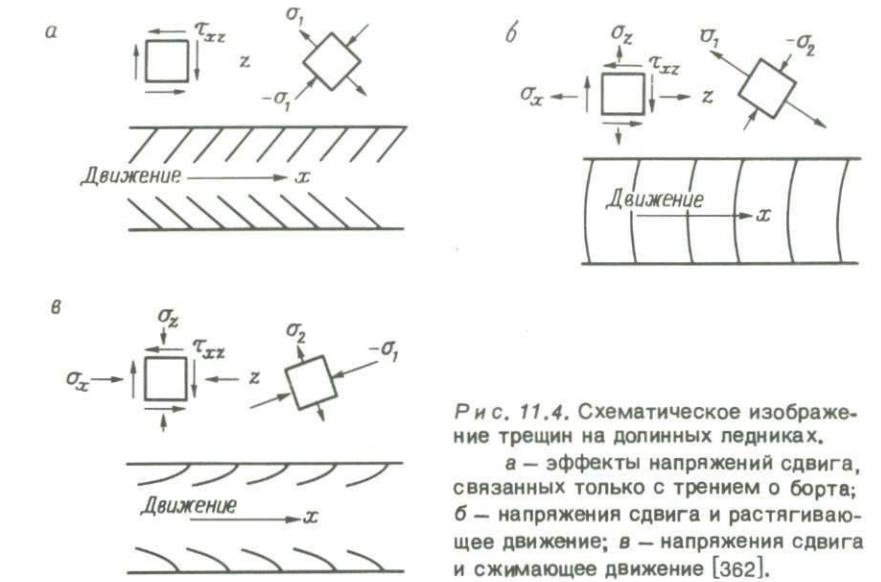


Рис. 11.4. Схематическое изображение трещин на долинных ледниках.
а – эффекты напряжений сдвига, связанных только с трением о борта; *б* – напряжения сдвига и растягивающее движение; *в* – напряжения сдвига и сжимающее движение [362].

В этом случае основными компонентами напряжения будут растяжение τ_{xz} и равное ему по значению сжатие; то и другое ориентированы под углами 45° к осям координат, как это показано в верхней части рисунка. Трещины образуют прямые углы с основным растягивающим напряжением, но они не достигают стрежневой части ледника, где величина τ_{xz} нулевая.

На рис. 11.4, *б* показано образование трещин при растягивающем движении ледника. В этом случае на стрежневой линии значение τ_{xz} равно нулю, основной компонентой растяжения здесь будет σ_x. Соответственно трещины направлены под прямым углом к σ_x, т.е. в направлении оси z. В прибортовых частях в силу комбинирования σ_x и τ_{xz} сильное растяжение оказывается ориентированным к оси x и небольшому напряжению сжатия под углом менее 45°. Трещины простираются перпендикулярно напряжению растяжения и подходят к бортам долины под углами более 45°. В промежутке между бортами долины и стрежнем простирание трещин плавно меняется на поперечное.

Рис. 11.4, *в* иллюстрирует сжимающее движение. Показано, что в прибортовых частях ледника комбинирование σ_x и τ_{xz} создает небольшое напряжение растяжения, образующее с осью угол более

45°, а также сильное напряжение сжатия. Трещины подходят к бортам под углами менее 45° и затухают к стрежню, где τ_{xz} равно нулю, а компонента напряжения σ_x будет сжимающей.

Максимальная глубина трещин может быть рассчитана на основании допущения, что лед обладает свойствами идеально пластического материала (гл. 3). Вертикальное напряжение сжатия у основания стенки отвесной трещины на глубине 22 м от поверхности ледника равно 200 кПа (плюс атмосферное давление). Горизонтальным напряжением, перпендикулярным этой стенке, будет только атмосферное давление. Эта система напряжений эквивалентна напряжению сдвига 100 кПа, ориентированному под углом 45° к горизонту; именно эта величина равна пределу сопротивления льда на сдвиг. Таким образом, глубина, на которой происходит закрытие трещин в связи с быстрым течением льда, должна составлять 22 м. Поскольку же значение указанного предела возрастает с падением температуры, трещины в холодных ледниках должны быть глубже, чем в умеренных.

Формула максимальной глубины трещин, выведенная Наем [365], основана на законе течения льда. В гл. 6 было показано, что при растягивающем движении ледника, когда компонента скорости деформации $\dot{\varepsilon}_x$ по всей толщине льда положительна, компонента напряжения σ_x может быть положительной только в верхних слоях. Причем глубина d, при которой σ_x становится нулевой, как раз и будет максимальной глубиной трещин. Эта формула имеет вид

$$d = 2(\dot{\varepsilon}_x / A)^{1/n} (\rho g)^{-1},$$

где A и n – параметры реологического закона, ρ – плотность льда и g – ускорение силы тяжести (в более ранней статье Ная [364] та же формула дана без множителя 2; именно в этом виде она и вошла в литературу).

Для применения формулы Ная необходимо знать скорость деформации $\dot{\varepsilon}_x$, при которой образуются трещины. Однако ее значение остается неясным. Например, по определению Хэмбри и Мюллера [180], в одной части ледника Уайт она равна лишь 0,004 год$^{-1}$, тогда как в другой части, где ее значение достигает 0,16 год$^{-1}$, трещин вообще не было. Возможно, что изменчивость предела сопротивления льда на разрыв связана с его неоднородностью. Кроме того, значения скорости деформации в начале и конце процесса формирования трещин могут быть разными.

Приведенные теории неприменимы к трещинам, заполненным водой. В таких трещинах давление на глубине будет равно $P + \rho_w g y$, где P – атмосферное давление, а ρ_w – плотность воды. Давление в трещинах тогда будет больше, чем в окружающем льду, на величину $(\rho_w - \rho_i) g y$, где ρ_i – плотность льда. Эта величина возрастает с увеличением y, в связи с чем заполненные трещины могут проникать на глубину, где продольные напряжения становятся сжимающими, и достигать ледникового ложа [455].

Измерения показывают, что на ледниках умеренного типа глубина трещин редко превышает 25 или 30 м. Однако число таких измерений невелико, и в литературе по альпинизму имеются описания значительно более глубоких трещин. К тому же следы разрывных нарушений часто сохраняются в области абляции ледников на таком расстоянии от границы питания, что можно было рассчитать глубину оставивших эти следы трещин, которая составляла несколько десятков метров [178]. В полярных областях известны трещины глубиной свыше 30 м. В целом этот вопрос нуждается в дальнейшем изучении.

Бергшрундом называют трещину, которая отделяет движущийся долинный ледник в его верховье от обрамляющей скальной стенки. Большая трещина, похожая на бергшрунд, может также отграничивать вершинные части ледников, приморожденные к ложу, от их нижележащих частей, которые испытывают донное скольжение [308].

Сбросы

В ледниках наблюдаются и разрывные нарушения, имеющие вид сбросов. В частности, в ледопадах смещения по трещинам представляют собой типичные нормальные сбросы, в которых нижние по движению ледника блоки смещены вниз относительно вышележащих блоков. Установлено также, что по ледниковым трещинам происходят и сдвиговые дислокации [178]. Небольшие ступенчатые нарушения ледниковой поверхности, связанные с дифференциальным движением блоков по *плоскости надвигов*, характерны для концевых частей языков, областей абляции каровых ледников, а также тех мест, где ледники упираются в моренные гряды [360]. Наблюдения Кэма и Лашапеля [260] в туннеле, пробитом через ледопад ледника Голубой, показали, что сланцеватость придонного льда там нарушена многочисленными небольшими надвиговыми дислокациями, ориентировка которых хорошо согласуется со сдвиговыми деформациями вышележащего льда.

Измерения размеров и ориентировки ледяных кристаллов

Обратимся теперь к петрографической структуре ледникового льда – к воздушным пузырькам, размерам и ориентировке ледяных кристаллов. Для начала опишем способы соответствующих измерений. Более детальное изложение их метода содержится в работе Лэнгуэя [287].

Согласно этому методу, используют оптические свойства ледяных кристаллов. Пучок лучей света, падающий на кристалл льда параллельно оси *c*, проходит через него неизмененным. А такие же пучки, проходящие через кристаллы в других направлениях, расщепляются на пары пучков, приобретают разные скорости и испытывают разное преломление. Это свойство кристаллов называется *двупреломлением*. Рассмотрим кристалл льда, помещенный между скрещенными поляроидами так, чтобы его ось *c* была параллельна лучам света. В этом случае свет, плоско поляризованный первым поляроидом, пройдет через кристалл без изменений, а второй поляроид, плоскость поляризации которого перпендикулярна соответствующей плоскости первого, его не пропустит, так что такой кристалл станет темным, т.е. произойдет "погасание". Но кристаллы с иной ориентировкой главных осей трансформируют проходящий поляризованный свет, поэтому часть его пройдет и через второй поляроид. Соотношение количества пропущенного и поглощенного света зависит от ориентировки этих кристаллов.

Для исследования петрографической структуры льда его шлиф, т.е. срез толщиной около 1 мм, укрепляют между скрещенными поляроидами на специальном приборе – *универсальном столике Федорова*, кольца которого можно вращать вокруг горизонтальной и вертикальной осей, что позволяет легко различать отдельные кристаллы, поскольку каждый из них в соответствии со своей ориентировкой пропускает неодинаковое количество света (рис. 11.5). Для измерения ориентировки каждого кристалла кольца столика со шлифом вращают до тех пор, пока его ось *c* не окажется параллельной проходящему свету и не произойдет погасания. (Наше описание упрощено, а поэтому неточно. На самом деле погасание происходит и при некоторых других ориентировках кристаллов.) Результаты измерений наносят на *сетку Шмидта* (рис. 11.6, *а*), которая представляет собой равноплощадную проекцию полусферы на плоскость. Точками на этой сетке отмечают пересечения осей *c* измеренных кристаллов с поверх-

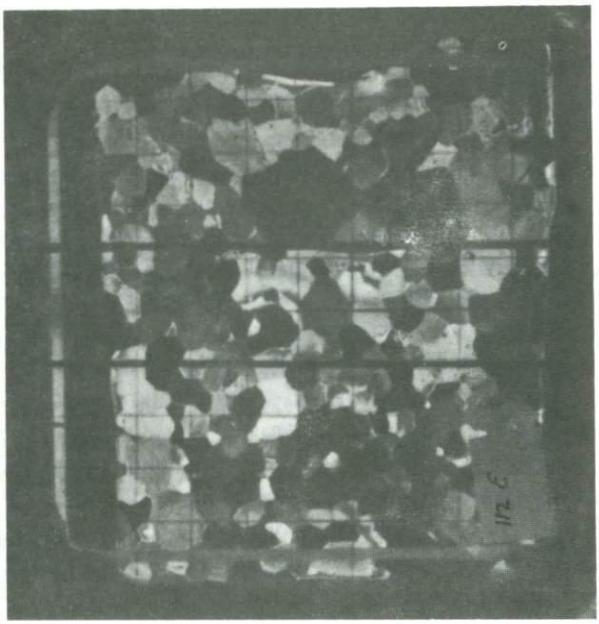


Рис. 11.5. Шлиф льда, взятого из придонной части ледникового купола острова Миэн (Канадская Арктика).

Снимок сделан в поляризованном свете. Масштабная сетка 10 · 10 мм. Две черные линии — элементы крепления шлифа к поляроидам. Фото Р. Кёрнера.

ностью полусферы, причем эти оси помещаются так, что они обязательно должны проходить через центр сферы. Если ориентировка осей не беспорядочна, сгущения точек их пересечений со сферой можно выразить изолиниями, дающими число выходов на 1% площади сетки (рис. 11.6, *б*). Так получают графики, называемые *структурными диаграммами*. На рис. 11.6 показана петрографическая структура с четырьмя полюсами предпочтительной ориентировки кристаллов, т.е. тип структуры, к которому мы еще вернемся.

Данные о размерах кристаллов представляют либо в виде значения их средней площади, которое получают делением площади шлифа на число содержащихся в нем кристаллов, либо по среднему диаметру кристаллов, определяемому путем деления длины прямой линии, проходящей через шлиф, на число пересеченных ею межкристалличес-

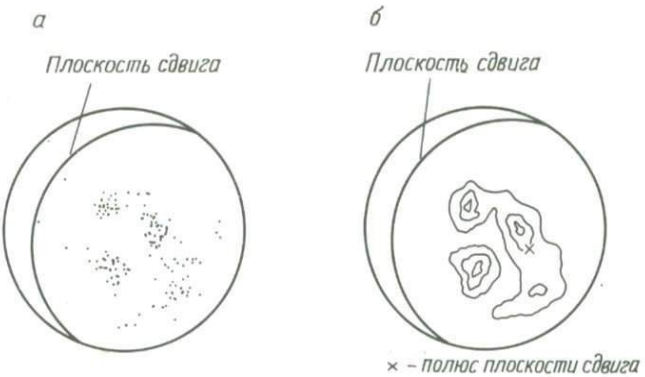


Рис. 11.6. Структурные диаграммы.

а — следы (точки) от пересечений главных осей кристаллов, прошедших через центр сферы, с поверхностью полушария; *б* — изолинии оконтуривают площади, в пределах которых концентрации выходов *с*-осей составляют 1, 3 и 5% на 1% площади сетки Шмидта.

ких границ. При оценке результатов следует иметь в виду, что, поскольку плоскость шлифа не может пересекать каждый кристалл по его максимальному диаметру, средние размеры кристаллов обоими методами занижаются.

Другая проблема возникает в случаях, когда лед состоит из крупных взаимно прорастающих кристаллов сложной формы. При этом один и тот же кристалл в шлифе нередко принимают за несколько кристаллов, ограниченных замкнутыми контурами. Таким образом, некоторые максимумы, полученные на структурных диаграммах, могут оказаться фиктивными, будучи следствием не упорядоченной структуры, а многократного измерения ориентировки одних и тех же кристаллов. То же может происходить в случаях, когда для набора числа измерений, достаточного для статистического анализа, исследуют шлифы из нескольких параллельных тонких пластинок, полученных распиливанием небольших образцов.

При температуре выше $-10°C$ лед рекристаллизуется, поэтому образцы, предназначенные для петрографических исследований, следует хранить при более низкой температуре. Если последнее сделать нельзя, изготовление шлифов и их изучение надо вести непосредственно в поле. Кроме того, нельзя забывать, что в силу возможной рекристаллизации образцы льда, взятые с поверхности областей абляции, могут существенно отличаться от глубинного льда тех же областей.

Известен грубый способ определения ориентировки кристаллов, который предложил Бадер [34]. Этот способ основан на том факте, что воздушные пузырьки во льду часто бывают расплющены в направлении, параллельном базисным плоскостям кристаллов. По-видимому, это явление характерно только для "теплого" льда, и, судя по наблюдениям Реймонда [435], пузырьки приобретают такую форму лишь в случае, когда они находятся внутри кристаллов и содержат некоторое количество воды. Когда лед, включающий такие пузырьки, начинает таять, они соединяются и образуют цилиндрические полости, которые маркируют неровные ледяные пластинки, параллельные базисным плоскостям. При достаточной практике способ Бадера позволяет определять ориентировку кристаллов с точностью до 20°. Таким образом, он гораздо грубее метода федоровского столика, но зато им можно пользоваться при быстрых измерениях в полевых условиях. Кроме того, он позволяет анализировать целые блоки льда, что позволяет легко избежать ошибок, связанных с повторным измерением одних и тех же кристаллов.

Эффекты деформации льда — лабораторные исследования

Течение льда в ледниках вызывает существенные изменения размеров, формы и ориентировки кристаллов, что создает возможность использовать данные о текстурах и петрографических структурах льда для расшифровки истории его деформации. Однако попытки сделать это пока не принесли успеха. Для более глубокого изучения вопроса были поставлены лабораторные опыты с целью выяснения структурных изменений, которые связаны с разными системами напряжений. Коснемся некоторых их результатов.

Кэм [258], продолжая исследования Штайнеманна [493], Шумского [11] и Ригсби [444], провел эксперименты по деформации поликристаллического льда при напряжениях в несколько сотен килопаскалей и температурах от 0 до −5°С. В начале опытов кристаллы льда имели простую форму и беспорядочную ориентировку. Рекристаллизация, начавшаяся уже при деформациях в несколько процентов, привела к образованию системы крупных, сложно сцепленных кристаллов неправильной формы. Во всех случаях этот процесс сопровождался увеличением размеров кристаллов, которые росли в прямо пропорциональной зависимости от температуры и обратно пропорциональной — от напряжения. Воздушные пузырьки, по-видимому, не препятство-

вали рекристаллизации и миграции межкристаллических границ. Для структуры, формирующейся при простом сдвиге, в частности при кручении, характерна предпочтительная ориентировка с двумя полюсами – одним сильно выраженным, перпендикулярным к плоскости сдвига, и одним более слабым, образующим с направлением сдвига угол, близкий к 20°. Совершенство такой структуры определяется главным образом суммарной деформацией, и оно мало зависит от времени и напряжения. Когда на сдвиговое напряжение накладывалось еще и нормальное сжатие, сравнимое с ним по значению и направленное перпендикулярно плоскости сдвига, структурные максимумы вытягивались с образованием узких поясов, а центры этих поясов сдвигались к оси сжатия; в случае одноосного сжатия наблюдалось совпадение этих центров с осями. Когда деформация сдвига достигала 0,05, изменение формы и размеров кристаллов почти прекращалось, однако развитие структуры продолжалось и при самой сильной деформации, которую только удалось достигнуть в опыте, – 0,3. (Когда угол между двумя линиями, первоначально взаимно перпендикулярными, после деформации составит $\pi/2 - \psi$, *деформация сдвига* в месте пересечения будет равной тангенсу ψ.)

Работы Кэма получили развитие в исследованиях Хадлстона [229], изучившего влияние особо сильных деформаций. Хадлстон изучил лед из узких (имеющих толщину в несколько десятков метров) сдвиговых зон краевой части ледникового купола Барнса. Эти зоны, выявляющиеся по деформированным воздушным пузырькам, расположены близ ледникового ложа и параллельны ему. Их соседство с ложем позволило допустить, что деформации в зонах имеют характер простого сдвига. Судя по различным формам пузырьков, суммарные деформации сдвига здесь устойчиво нарастали от краев к осевым частям зон, где, по оценке Хадлстона, они составляли от 5 до 8. Соответственно менялась и ориентировка главных осей кристаллов льда: за пределами сдвиговых зон она оставалась беспорядочной; во внешних их частях – упорядоченной с двумя максимумами, не всегда хорошо выраженными; в осевых частях – интенсивно упорядоченной с одним максимумом, перпендикулярным плоскости сдвига. Очевидно, что структуры с одним максимумом отражают динамические условия, в которых доминируют процессы вращения и рекристаллизации; в этих условиях кристаллы льда приобретают ориентировку, которая в наибольшей мере способствует внутреннему скольжению по базисным плоскостям в направлении приложенных ко льду сдвиговых напряжений.

Лед тех образцов, которыми пользовался Кэм, первоначально имел строение фирна, а после рекристаллизации формы зерен усложнились и образовалась структура, подобная роговиковой, похожая на структуру обычного ледникового льда. Однако структуры, характерные для льда из придонных частей умеренных и некоторых полярных ледников, в лабораторных условиях воспроизвести не удается (в типичном случае такой лед имеет 3 или 4 максимума, группирующиеся вокруг полюсов плоскостей сдвига). На этом основании Кэм постулировал, что есть второй механизм ориентирования кристаллов льда, действующий лишь при особенно сильных деформациях, подобных тем, которые происходят в придонных частях ледников. Если он прав, то, судя по наблюдениям Хадлстона, эти деформации должны превышать 8.

Штайнеманн [493] и Ригсби [444] исследовали также рекристаллизацию льда после снятия нагрузки на его образцы. Судя по их опытам, лед, температура которого была близка к точке плавления, быстро рекристаллизуется, при этом существенно увеличиваются кристаллы, тогда как при температурах ниже $-10°C$ этот процесс как будто полностью останавливается. Например, Ригсби взял образец низкотемпературного льда из туннеля на краю Гренландского ледникового покрова и держал его в течение месяца при температуре чуть ниже $0°C$, т.е. подверг своего рода "отжигу". В результате эксперимента в образце, который первоначально состоял из 300 кристаллов с четко ориентированной структурой, оказалось лишь 16 кристаллов с гораздо менее упорядоченной ориентировкой осей.

Ориентировка кристаллов

Рассмотренные лабораторные опыты позволяют считать, что петрографическая структура льда зависит в основном от системы напряжений, суммарной деформации и температуры. В результате одноосного сжатия формируются структуры с поясным расположением максимумов, в которых выходы осей *c* сгущаются с образованием колец, окружающих полюса сжатия. Эффект простого сдвига – это структуры с двумя максимумами, из которых один выражен резко и ориентирован перпендикулярно плоскости сдвига, а другой, более слабый, образует с направлением сдвига угол около 20°. Такую структуру удается получить при суммарной сдвиговой деформации, близкой к 0,3. При деформации, достигающей 5, второй максимум

исчезает. Когда к поперечному сечению плоскости сдвига прилагается напряжение сжатия, сопоставимое по значению со сдвиговым напряжением, указанные два максимума вытягиваются, соединяются и образуют узкие кольцевые пояса, оси которых смещаются к оси сжатия. Эти наблюдения проводились при температурах выше –10 °С. В начале опытов лед имел беспорядочную структуру. Когда же эти опыты велись со льдом, имевшим ориентированную структуру, последняя сохранялась на протяжении некоторого времени.

Во многих структурных исследованиях использовались образцы, взятые с поверхности области абляции. В них были обнаружены структуры с одним и несколькими максимумами, а также с поясной упорядоченностью главных осей. Предпринимались попытки связать их с ориентировкой сланцеватости или со скоростями деформации в местах взятия образцов. История деформации этого льда обычно оставалась неизвестной. К тому же глубинный лед может рекристаллизоваться в ходе его поднятия к поверхности. Так что работы подобного типа редко дают ясную картину. Однако новейшие исследования ледяного керна из скважин позволили увидеть, какие изменения испытывают структуры льда на глубине в разных условиях; хотя некоторые данные этих исследований все еще не нашли объяснения, ряд закономерностей удалось выявить. Поэтому мы сосредоточимся именно на данных, полученных по буровым скважинам. Рассмотрение результатов наблюдений за поверхностным льдом можно найти в обзоре Бадда [75].

Исходная структура льда ледников и ледниковых покровов обычно беспорядочная. Исключение составляет фирн ледников умеренного типа и ледников центральной области Восточной Антарктиды. В первом случае Валлон и др. [520] обнаружили ориентированные структуры с резко выраженными одиночными максимумами, лежащими в пределах 20° от вертикали; во втором – по данным Короткевича и др. [8], 60% кристаллов в фирне были ориентированы своими *c*-осями в направлениях, которые не более чем на 20° отклонялись от горизонтали.

Изменения петрографической структуры льда с глубиной в области питания ледника умеренного типа (Валь-Бланш) изучали Валлон и др. [520]. Глубина скважины, достигшей ледникового ложа, составила на этом леднике 187 м. Установлено, что предпочтительная ориентировка кристаллов, характерная для фирна, ниже, в диа-

пазоне глубин от 33 м (переход от фирна ко льду) до 66 м исчезает, а еще ниже появляется новая структура, тип которой зависит от размера кристаллов: крупные кристаллы (с площадью сечения $10^2 - 10^3$ мм^2), образующие основную массу льда, имеют структуру с тремя или четырьмя максимумами; кристаллы промежуточного размера ($10 - 10^2$ мм^2) обладают структурой с двумя максимумами, а самые мелкие кристаллы (около 5 мм^2) – только с одним максимумом. Такая зависимость отмечалась не впервые, однако она до сих пор не получила объяснения. Ориентировка самого отчетливо выраженного максимума, отклоняющегося от вертикали на 30 – 35°, одинакова для всех типов структур и не меняется с глубиной, причем остается не ясным, с чем она связана. В нижних 7 м льда воздушных пузырьков нет, кристаллы здесь имеют среднюю площадь 10^4 мм^2 и структуру с четырьмя максимумами.

Структура льда из 137-метровой скважины, пробуренной в области абляции другого ледника умеренного типа – Голубого, была изучена Кэмом и Шреве [261]. Здесь они обнаружили прогрессивное изменение типа структур и ориентировки кристаллов с глубиной, чего не было на Валле-Бланше. Хорошо развитые структуры с тремя и четырьмя максимумами были выявлены на глубинах свыше 100 м, причем на структурных диаграммах центры треугольников и ромбов, образуемых этими максимумами, на 30° отклоняются от полюсов плоскостей сдвига.

В низкотемпературном льду не обнаружены ни структуры с несколькими максимумами, ни крупные кристаллы, которые можно было бы сравнить с кристаллами ледников умеренного типа. По данным Кернера и Фишера, которые исследовали керн из 300-метровой скважины, пробуренной через ледниковый купол острова Девон в Канадской Арктике, где температуры льда лежат в интервале от –18 до –23 °С, предпочтительная ориентировка кристаллов появляется на глубинах $0{,}3 - 0{,}5h$ (h – общая толщина льда), а четко выраженная структура с одним максимумом, отклоняющимся от вертикали на 20° (в неустановленном направлении), приурочена к глубине $0{,}7h$ и сохраняется до ложа. По-видимому, структура с одним максимумом формировалась в результате деформаций простого сдвига, но, поскольку скважина находилась около ледораздела, большое значение в этом ареале должно было также иметь и напряжение вертикального сжатия. Отмеченное отклонение на 20° пока объяснить не удалось,

тем более что уклон поверхности ледникового купола у скважины составляет 0,5°, а уклон ледникового ложа – около 7°. Интересно, что Андертон [29] и во льду ледника Мезерв в Антарктиде обнаружил структуру с одним резко выраженным максимумом, который был перпендикулярен плоскости максимального сдвига, параллельной поверхности ложа.

Эффекты различных систем напряжений и температур в пределах от –28 °С у поверхности до точки плавления у дна отражены в петрографических структурах льда из скважины глубиной 2164 м, пробуренной сквозь Западноантарктический ледниковый щит у станции Бэрд [165]. Предпочтительная ориентировка кристаллов здесь появляется на глубинах от 0,2 до 0,3h, а лед в интервале глубин от 0,3 до 0,45 h имеет структуру с двумя или тремя максимумами, на 20 – 40° отклоняющимися от вертикали. Наличие таких структур при температурах около –28 ° кажется противоречащим представлению, согласно которому ориентировка кристаллов с несколькими максимумами для низкотемпературного льда не характерна. К тому же Хук и Хадлстон [224] считают эти структуры поясными, осложненными несколькими второстепенными сгущениями выходов осей, и связывают их с одноосным сжатием, которое должно доминировать в верхних слоях ледникового щита. Для льда на глубине от 0,45 до 0,55h характерна изменчивая структура с двумя или одним вытянутым максимумом, а между 0,55 и 0,6h ориентировка кристаллов резко меняется – появляется один резко выраженный максимум с 50% выходов главных осей на 1% площади сетки Шмидта. Столь совершенная упорядоченность ориентировки кристаллов может быть следствием деформаций простого сдвига, которые, вероятно, и преобладают на такой глубине. Средний размер кристаллов здесь уменьшается втрое, что вряд ли связано с простым совпадением. Профиль, использующий изотопно-кислородные данные (гл. 15), свидетельствует, что на данной глубине лежит верхняя граница льда, образованного в конце последней ледниковой эпохи. Отмеченная структура с одним максимумом сохраняется в интервале глубин от 0,6 до 0,83h, а в нижележащем льду она резко изменяется, становясь многомаксимумной, причем наиболее четко выраженный максимум обычно близок к вертикали. В той же части разреза происходит и десятикратное увеличение размера кристаллов. Температура льда здесь равна –12° C, поэтому можно полагать, что крупнокристаллический

лед, для структуры которого характерно несколько максимумов, не формируется при температурах ниже – 12°. Согласно данным Рассел-Хэда и Бадда [465], сходные изменения структурных типов были и в скважине у края ледникового купола Лоу в Антарктиде, где температуры льда лежат в пределах от – 12° до близких к точке плавления.

Хук и Хадлстон [224] исследовали структуру льда из четырех скважин, пробуренных по 10-километровой линии движения от ледораздела до края ледникового купола Барнса. Температуры этого льда составляли от – 11 до – 1°С [222]. Одна из скважин была пробурена в нижней части области питания, примерно в 6 км от ледораздела, где толщина льда составляла 250 м. На глубине около 0,33 h появилась структура с одним широким максимумом, который сохранялся до 0,55 h, а ниже вытягивался в направлении, перпендикулярном движению ледника. С приближением к глубине 0,65h в ориентировке осей произошло обособление двух отчетливых максимумов, на глубине 0,7 h появился третий максимум, а ниже 0,85h – четвертый. Средний размер кристаллов оставался неизменным вплоть до уровня, на котором произошел переход от структур с тремя максимумами к структурам с четырьмя; лишь здесь этот размер увеличивался. В придонной части ледниковой шапки вскрыт 20-метровый слой с мелкими кристаллами и одним резко выраженным максимумом в их ориентировке. Этот слой образован в эпоху последнего оледенения.

Скважиной, пробуренной в 2 км от ледораздела, был вскрыт лед с поясной ориентировкой кристаллов, который оказался лежащим между поверхностной толщей, состоящей из льда с неориентированной структурой, и льдом, имевшим структуру с одним максимумом. Этот разрез отражал снижение значения сдвиговых деформаций по сравнению с одноосным сжатием, которое всегда происходит по мере приближения к ледоразделам. Относительные глубины, на которых отмечаются переходы между разнотипными структурами льда, с увеличением расстояния от ледораздела сокращаются: в скважине, отстоящей от него на 6 км, эти глубины больше, чем в скважине, удаленной на 8 км. При движении через область абляции верхние слои постепенно стаивают, в связи с чем у краевых обрывов на поверхность выходит лед, который имеет структуру с четырьмя максимумами.

Вышеприведенные факты в основном хорошо согласуются со следующей гипотезой: разные петрографические структуры льда почти

целиком зависят от типа напряжений, суммарной деформации и температуры. Под влиянием простого сдвига во льду сначала формируется структура с двумя максимумами, которая затем преобразуется в структуру с одним максимумом, перпендикулярным плоскости сдвига. Судя по имеющимся данным, при температурах ниже –12°С дальнейших структурных изменений не происходит даже в случае больших значений суммарной деформации. Зато при более высоких температурах накопление деформации может приводить к тому, что структура с одним максимумом перейдет в структуру с несколькими максимумами. Последняя, однако, может развиться только в крупных кристаллах. Таким образом, факторы, препятствующие росту кристаллов, должны вместе с тем способствовать и сохранению структур с одним максимумом. В одних случаях таким фактором может служить температура, а в иных – высокие концентрации воздушных пузырьков или микрочастиц (гл. 15). Причины переходов от структур с поясным расположением максимумов к структурам с одним максимумом, которые наблюдались в некоторых скважинах, можно объяснить, основываясь на дополнительной гипотезе, согласно которой каждая новая система напряжений постепенно уничтожает структурные эффекты предшествующих систем.

Размер кристаллов

Рекристаллизация льда в ледниках – процесс постоянный. В одних случаях, в частности в напряженном льду и при температурах, близких к точке плавления, происходит рост кристаллов, в других – размеры кристаллов могут оставаться неизмененными или даже уменьшаться. В любой точке ледника эти размеры определяются теми напряжениями и температурами, которые воздействовали на лед с момента его появления здесь в виде снежного покрова.

Рост кристаллов в полярном фирне был рассмотрен в гл. 2. Этот рост в любом месте на глубинах от 5 м до перехода фирна в лед идет с постоянной скоростью (рис. 2.3). Эта скорость уменьшается с температурой в соответствии с формулой Аррениуса (рис. 2.4).

Рис. 11.7 иллюстрирует зависимость размера кристаллов льда от абсолютного возраста последнего по данным исследований керна из 905-метровой скважины, пробуренной на куполе С в Восточной Антарктиде (74,7° ю.ш., 124,2° в.д.). Этот график отражает случай роста кристаллов при очень низких температурах (от – 53,5 до – 47° С)

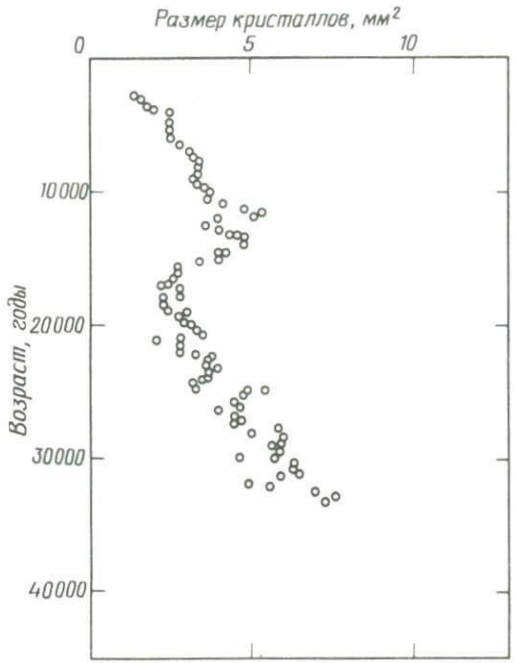


Рис. 11.7. Изменения площадей сечения кристаллов в зависимости ь раста льда на куполе С в Антарктиде [126].

и небольшой деформации одноосного сжатия (максимум 0,35). Поскольку скважина находилась около ледораздела и прошла лишь около четверти общей мощности льда, сдвиговые деформации в ее районе можно считать пренебрежимо малыми. Ниже поверхности перехода фирна в лед (самая высокая контрольная точка) рост кристаллов в последние 14 000 лет, видимо, шел с постоянной скоростью, близкой к $3 \cdot 10^{-4}$ мм^2/год, т. е. примерно втрое медленнее, чем при той же температуре растут кристаллы фирна. Ниже верхней границы льда, образованного в последнюю ледниковую эпоху, наблюдается резкое уменьшение размера кристаллов; согласно шкале времени, разработанной для керна с купола С [126], эта эпоха окончилась около 15 000 лет назад. График зависимости размера кристаллов от возраста льда у станции Восток (78,5° ю. ш., 107,5° в. д.), где температуры льда и напряжения близки к таковым на куполе С, имеет тот же характер [8].

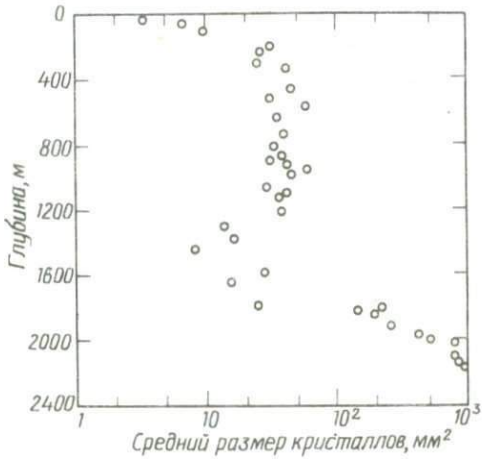


Рис. 11.8. Изменения площадей сечения кристаллов в зависимости от глубины скважины на станции Бэрд в Антарктиде [165].

На рис. 11.8 показаны изменения размера кристаллов в ледяном керне со станции Бэрд в Западной Антарктиде (80° ю.ш., 120° з.д.). На этом графике вместо возраста, который в этом случае остается спорным, использованы данные о глубине. Здесь изменения размеров кристаллов оказываются более сложными, чем в разобранных случаях, что нетрудно объяснить: скважина отстоит от ледораздела на 160 км, так что вскрытый ею лед должен был испытать сильные деформации. Кроме того, температура льда у дна достигает точки таяния, тогда как на глубине 10 м она равна – 28 °С (полный температурный профиль скважины представлен на рис. 10.7). Имеющиеся данные свидетельствуют о том, что между поверхностью перехода фирн – лед и глубиной, равной 400 м, где лед имеет возраст около 3500 лет, размер кристаллов увеличивается с постоянной скоростью. В отличие от данных по куполу С эта скорость не отличается от скорости роста кристаллов фирна. Ниже, в интервале глубин 400 – 600 м, происходит дальнейший рост кристаллов, хотя и более медленный, а на глубинах 600 – 1200 м их размеры остаются неизменными; Гау и Вильямсон [165] считают, что в этих интервалах глубин рост кристаллов сдерживается сдвиговыми деформациями. Между глубинами 1200 и 1300 м, где должна проходить верхняя граница льда, образованного в последнюю ледниковую эпоху, отмечается резкое, в

2 – 3 раза, уменьшение кристаллов [130]. Еще ниже, вплоть до глубины 1800 м, их размеры остаются постоянными. Наконец, между глубиной, равной 1800 м, где температура льда равна – 12°С, и ледниковым ложем кристаллы льда увеличиваются в 50 раз. Этот рост – следствие рекристаллизации, сопровождающей сдвиговые деформации при температурах, близких к точке плавления; характеристики этого процесса хорошо согласуются с результатами лабораторных экспериментов.

На глубине от 1200 до 1800 м известны многочисленные прослойки льда с вулканическим пеплом толщиной до 60 мм. Кристаллы льда в этих прослойках имеют среднее сечение около 1 мм^2; для такого льда характерна ориентированная структура с одним резко выраженным максимумом. На основании имеющихся данных Гау и Вильямсон предположили, что эти прослойки – не что иное, как узкие сдвиговые зоны, по которым и происходила в основном суммарная деформация. Однако пока не доказано, что структура льда в этих прослойках упорядочена значительно лучше, чем структура окружающего льда. Кроме того, его мелкозернистость может быть связана не с деформациями сдвига, а с тем, что росту кристаллов препятствовал вулканический пепел. Так что гипотеза сдвиговых зон пока представляется противоречивой.

Резкое уменьшение размера кристаллов при переходе от голоценового льда к плейстоценовому установлено по анализам керна из ряда глубоких скважин: у станции Кемп-Сенчури в Гренландии [200], на ледниковом куполе острова Девон [269], у станций Бэрд [165] и Восток [8] и на куполе С [126] в Антарктиде. Причина этого явления неясна. Одно из возможных объяснений – замедление роста кристаллов при низких температурах, характерных для ледниковых эпох. Однако лед обладает низкой теплопроводностью, в связи с чем даже внезапные изменения температур, происходящие на поверхности, при переходе в глубину ледников сглаживаются и становятся постепенными, что явно противоречит резкости отмеченного выше структурного раздела. Несостоятельной кажется и гипотеза Гау и Вильямсона [165], согласно которой измельчение кристаллов связано здесь со сдвиговыми деформациями. Такие деформации свойственны придонным частям ледников, тогда как рассматриваемая граница в районах станции Восток и купола С лежит на глубине, составляющей лишь 12 – 15% общей толщины льда. Еще одна гипотеза, предложен-

ная Кёрнером и Фишером [269], связывает мелкозернистость позднеплейстоценового льда с его сильной запыленностью, которая отчетливо видна во всех исследованных образцах. В то же время Дюваль и Лориус [126] полагают, что концентрация микрочастиц во льду купола С все же остается слишком низкой, чтобы она могла оказывать заметное влияние на размер кристаллов. В общем эта проблема нуждается в дальнейшем изучении.

Форма воздушных пузырьков

Воздушные пузырьки в недеформированном холодном ледниковом льду обычно имеют сферическую форму. При деформации льда эта форма изменяется. Если бы пузырьки были пассивными индикаторами, по их виду можно было бы судить о форме и ориентировке эллипсоидов деформаций. (*Эллипсоид деформаций* – это геометрическое тело, образованное в результате деформации шара с радиусом, равным единице длины. Его оси – главные оси деформаций.) Однако почти ни при каких условиях пузырьки не остаются пассивными, поэтому по измерению их формы и ориентировке нельзя определять суммарную деформацию.

Допустив, что пузырьки представляют собой включения материала с нулевой вязкостью в вязкой среде, Хадлстон [229] показал, что при чистом сдвиге они должны быть подобны эллипсоидам деформации по ориентировке, но отличаться от них по форме, а при простом сдвиге не совпадать с этими эллипсоидами ни по одному из названных параметров. Однако после того, как пузырьки становятся сильно вытянутыми, они могут действительно служить пассивными индикаторами деформаций. Таким образом, сильно удлиненные пузырьки, обычные в придонных частях ледников, должны совпадать с плоскостью простого сдвига или образовывать с ней очень острые углы, что и подтверждается наблюдениями.

Определенное осложнение возникает в связи с влиянием поверхностного натяжения и диффузии, которые воздействуют на удлиненные пузырьки, способствуя восстановлению их первоначальной формы. Внутри воздушных пузырьков существует градиент давления водяного пара, зависящий от кривизны их стенок. Этот градиент ведет к уменьшению вытянутости пузырьков, так как он обусловливает диффузию пара от стенок с малой кривизной к стенкам с большой кривизной. Данный эффект особенно ощутим в мелких пузырьках,

поскольку у них стенки наибольшей кривизны, а расстояния, преодолеваемые молекулами при диффузии, в них короче, чем в больших пузырьках. Не случайно мелкие пузырьки, диаметр которых меньше некоторого критического размера (вероятно, близкого к 0,25 мм), всегда остаются круглыми [229]. Так, например, по данным Хука [222], для льда краевой части ледникового купола Барнса, образованного еще в эпоху последнего оледенения, характерны лишь мелкие сферические пузырьки. И это несмотря на то, что рассматриваемый лед со следами интенсивных сдвиговых деформаций залегает в непосредственной близости от ложа.

12. Реакция ледника на изменение баланса массы

Если бы бог попросил у меня совета перед сотворением мира, я бы рекомендовал ему сделать что-нибудь попроще.

Альфонс Кастильский. XV в.

Введение

Климат Земли постоянно меняется, причем случайные годовые флуктуации накладываются на длиннопериодные колебания. Эти изменения приводят к колебаниям размеров ледников. Примерами могут служить повторяющиеся рост и деградация континентальных ледниковых покровов в плейстоцене и поведение альпийских ледников в XIX в. Многие из этих ледников достигли максимального размера приблизительно в 1820 г. Они сохраняли свои относительно большие размеры в течение следующих 40 или 50 лет с незначительными чередующимися наступаниями и отступаниями. Большая часть ледников быстро деградировала между 1865 и 1880 гг., а вскоре после 1900 г. снова начался их рост.

С первого взгляда кажется, что наступание и деградация разных ледников происходят в заметной степени синхронно. Однако при тщательном анализе фактических данных оказывается, что картина более запутанна. Некоторые ледники могут наступать, в то время как другие в том же районе отступают. Именно так происходит в настоящее время на северо-западе США. Частично это можно объяснить различным для разных ледников местным климатом. Кроме того, ледники отличают друг от друга по таким их характеристикам, как размер, наклон и скорость течения. Поэтому можно ожидать, что различные ледники реагируют на изменение климата по-разному или по крайней мере с различной быстротой.

Эти соображения были положены в основу теоретического анализа процесса реакции ледника на изменение климата или, точнее, на изменение его баланса массы. Исследование этой проблемы в последнее время было начато в работах Вертмана [539] и Ная [366], хотя опубликованные в этих работах явления уже отмечали около 50 лет назад Марчи и Финстервальдер. Най [371, 372, 373,

374, 376, 377] заметно продвинул решение проблемы; первая часть настоящей главы посвящена обзору этих работ.

Климатические колебания сказываются на поведении ледников не только через изменения их баланса массы – долгопериодические колебания климата могут изменить температуру льда и тем самым изменить скорость течения. В рассматриваемой теории изменениями температуры пренебрегают, поэтому строго говоря, она применима только к ледникам умеренного типа. Кроме того, климатические колебания могут влиять на скорость течения ледников, вызывая изменения количества воды на ледниковом ложе. Однако влияние этого фактора, вероятно, не слишком существенно: сезонные колебания количества воды на ледниковом ложе действительно приводят к сезонным флуктуациям скорости течения, но нет никаких оснований, которые были бы подкреплены фактическими данными, полагать, что этот эффект приводит к долгопериодическим колебаниям. Исключение составляют пульсирующие ледник,* но рассматриваемая теория и без того к ним неприменима.

Согласно теории Ная, предполагается, что отклонения состояния ледника от стационарного невелико. Снять это ограничение позволяет использование численных методов. Некоторые результаты численного моделирования приведены в конце этой главы. Следует отметить, что с помощью численного моделирования невозможно проникнуть в существо проблемы реакции ледников столь же далеко, как это позволяет сделать теория Ная. Тем не менее численные модели дают количественные оценки поведения ледников, которые допускают сравнение с натурными данными.

Основная теория

Пусть x – расстояние вдоль ледника, отсчитываемое от его начала, t – время, Q – *поток* или *расход* льда, т.е. его объем, проходящий за единицу времени через сечение ледника с координатой x,

---

* Этот термин принят в советской гляциологической литературе. В английской литературе применяется термин surge, что в переводе означает волна или накат (волны на берег), и surging glacier т.е. волновой или накатывающий ледник. Слово сёрдж (от англ. surge) иногда применяют как специальный термин также в советской литературе (Долгушин и Осипова, 1982). – *Прим. ред.*

S – площадь сечения, перпендикулярного оси x, W – ширина сечения на поверхности, b – суммарный баланс массы, осредненный поперек ледника. Здесь удобно принять в качестве b толщину льда не по вертикали, а в направлении, перпендикулярном поверхности ледника. Величины Q, S, W и b – функции x и t. Плотность льда в леднике всюду предполагается одной и той же.

Условие, что масса элемента льда не меняется, имеет вид

$$\partial Q/\partial x + \partial S/\partial t = bW. \qquad (12.1)$$

Введем теперь понятие стационарного состояния. Суммарный баланс массы b непрерывно меняется вдоль ледника; он положителен в области аккумуляции и отрицателен в области абляции. Если значение b остается постоянным в течение длительного времени, ледник в конце концов достигнет стационарного состояния, которое мы назовем *основным состоянием*. Направим ось x вдоль поверхности ледника, находящегося в основном состоянии. Пусть ледник лежит в пределах от $x = 0$ до $x = L$. Величины, входящие в уравнение (12.1), можно выразить через отклонения этих величин (индекс 1) от их значений в основном состоянии (индекс 0), т.е.

$$Q = Q_0 + Q_1, \quad S = S_0 + S_1, \quad bW = b_0 W_0 + (bW)_1 .$$

В основном состоянии сечение не меняется во времени. Поэтому

$$\partial Q_0/\partial x = b_0 W_0.$$

Подставляя эти значения в уравнение (12.1), получим, что

$$\partial Q_1/\partial x + \partial S_1/\partial t = (bW)_1 . \qquad (12.2)$$

Для долинного ледника можно пренебречь малыми возмущениями его ширины. Следовательно, $W_1 = 0$. Кроме того, мы можем заменить S_1 на $W_0 h_1$, где h – толщина льда. Тогда уравнение (12.2) примет вид

$$\partial Q_1/\partial x + W_0(\partial h_1/\partial t) = W_0 b_1 . \qquad (12.3)$$

Теперь мы должны сделать некоторые предположения о механизме течения. Поток Q зависит только от ширины ледника, толщины льда и его скорости u. В свою очередь скорость u зависит от толщины льда и угла наклона поверхности α, а именно

$$u = A_1 h^{n+1} \sin^n \alpha + A_2 h^m \sin^m \alpha , \qquad (12.4)$$

где A_1, A_2, m и n – постоянные. Первый член связан с дифференциальным движением льда, второй – со скольжением ледника по ложу (гл. 6 и 7). Мы, следовательно, полагаем, что при данной величине x величина Q представляет собой функцию только h и α. Это служит основным предположением теории. Хотя для реального ледника это, строго говоря, не так, однако такое предположение – вполне приемлемое приближение, которое можно было бы улучшить, усложнив математическую сторону дела, положив, что Q зависит также от производных более высокого порядка $\partial^2 h/\partial x^2$, $\partial^3 h/\partial x^3$, ... (напомним, что при постоянном наклоне ледникового ложа α равна первой производной $\partial h/\partial x$). Зависимость Q от x подразумевает его неявную зависимость от других переменных, таких как шероховатость и наклон ложа и форма поперечного сечения долины, которые зависят только от величины x. (Заметим, что здесь используются две альтернативные интерпретации величины Q. Сначала она рассматривалась как функция x и t, теперь же – как функция x, h и α.)

Начиная с этого момента, мы предполагаем, что отклонение от *основного состояния* мало. Тогда мы можем при данной величине x разложить Q_1 в ряд по h_1 и α_1 и пренебречь слагаемыми второго и более высших порядков. Таким образом,

$$Q_1 = c_0 h_1 + D_0 \alpha_1,$$

где $c_0 = (\partial Q/\partial h)_0$ и $D_0 = (\partial Q/\partial \alpha)_0$. Кроме того, $\partial h/\partial x = \beta - \alpha$, где β – угол наклона ложа. Так как при фиксированной величине x величина β не меняется во времени, то $\partial h_1/\partial x = \alpha_1$. Следовательно, последнее выражение может быть переписано в форме

$$Q_1 = c_0 h_1 - D_0 (\partial h_1/\partial x). \qquad (12.5)$$

Уравнения (12.3) и (12.5) – основные в теории. Эти два однотипных уравнения в частных производных совместно определяют рост потока $Q_1(x, t)$ и толщины $h_1(x, t)$ в результате роста суммарного баланса массы $b_1(x, t)$. Здесь величины $c_0(x)$, $D_0(x)$ и $h_0(x)$ рассматриваются как известные функции x: с точки зрения настоящей теории они описывают ледник полностью.

Кинематические волны

Прежде всего упростим задачу, предположив, что ледник имеет бесконечную ширину и что Q не зависит от α. Тогда уравнение

(12.1) можно записать в следующем виде:

$$\partial q/\partial x + \partial h/\partial t = b, \qquad (12.1')$$

где q – поток на единицу ширины. Кроме того,

$$\partial q/\partial t = (\partial q/\partial h)_x (\partial h/\partial t) = c(\partial h/\partial t), \qquad (12.6)$$

поскольку q не зависит от x. Но $q = uh$. (Здесь мы не различаем поверхностную скорость и скорость, осредненную по глубине.) Откуда получим, что

$$c = u + h(\partial u/\partial h),$$

и, используя уравнение (12.4), будем иметь

$$c = (n+2)u_d + (m+1)u_b, \qquad (12.7)$$

где u_d и u_b – скорости, обусловленные дифференциальным движением льда и скольжением ледника, n равно приблизительно 3 или 4 и m – приблизительно 2. Отсюда следует, что величина c в зависимости от отношения скоростей u_d и u_b, превосходит величину u в 3 – 6 раз. В качестве средней величины мы возьмем 4. Из уравнений (12.1') и (12.6) получим

$$c(\partial q/\partial x + \partial q/\partial t) = cb. \qquad (12.8)$$

Если $b = 0$, решение уравнения (12.8) представит собой "волну", движущуюся вниз по леднику со скоростью c. [Если бы c была постоянной, решение имело бы вид $q = A\cos(x - ct)$]. Это так называемая *кинематическая волна*. Такой тип движения рассматривали Лайтхилл и Уизем [292]. До того как Най использовал теорию кинематических волн для описания течения льда в ледниках, она уже была использована в приложении к задачам движения паводковых волн в реках и движения транспорта по дорогам. Кинематические волны чрезвычайно важны: с их помощью удается описать процесс распространения возмущений, вызываемых изменением баланса массы, вниз по леднику. При этом следует заметить, что в слово "волна" не вкладывается обычный смысл движущегося цуга волн, оно означает, что некоторая величина переносится со скоростью c, отличной от скорости движения льда. В данном случае переносимой величиной является поток q, который остается постоянным. Если величина b отлична от нуля, поток q, переносимый волной со скоростью c, изменяется на величину b на единицу расстояния, пройденного волной. Поскольку скорость льда – функция расстояния x, то и скорость c тоже оказывается функцией x. В ледниках скорость

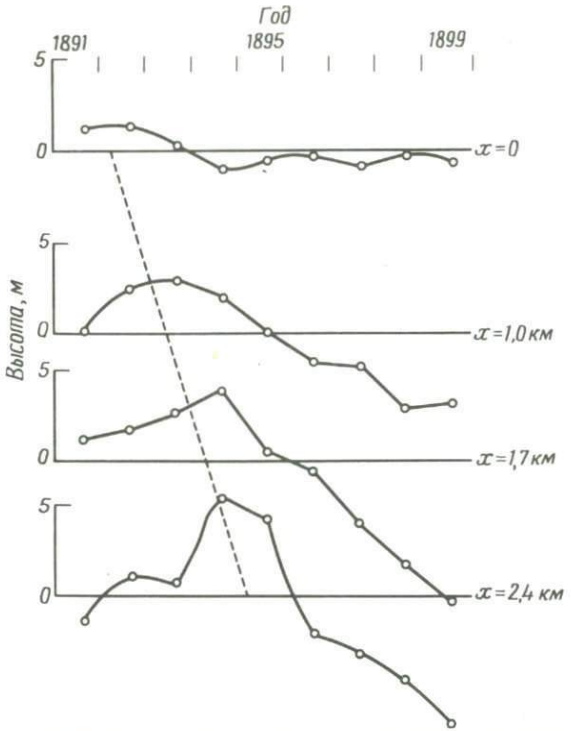


Рис. 12.1. **Изменения за 9 лет средних по четырем поперечным сечениям высот поверхности ледника Мер-де-Гляс, Франция.**

Пунктирная линия соответствует скорости волны, равной 800 м/год [295].

волны больше скорости льда. Это объясняется тем, что скорость течения льда возрастает с увеличением его толщины. В транспортных задачах, наоборот, чем больше концентрация количества транспортных единиц, тем меньше скорости, и поэтому скорость волны меньше скорости движения транспорта.

Кинематические волны не следует принимать за динамические волны, такими как волны в океане. Кинематические волны представляют собой следствие некоторого закона сохранения (например, сохранения массы или количества единиц транспорта) и некоторого соотношения между потоком (массой, проходящей через данную точку за единицу времени), концентрацией (массой, приходящейся на единицу расстояния) и пространственным положением. Динамические волны

– это следствие второго закона Ньютона и некоторого соотношения между напряжением или силой, с одной стороны, и перемещением, деформацией или кривизной – с другой. Динамические волны не могут распространяться по леднику, поскольку скорость льда столь мала, что в уравнении движения можно пренебречь инерционным членом по сравнению с гравитационным и "вязким" членами. Так как уравнение кинематической волны относится к уравнению первого порядка, то скорость волны имеет только одно значение. Поэтому кинематические волны распространяются только вниз по леднику.

Наблюдались ли когда-нибудь собственно кинематические волны на ледниках? Ответить трудно, поскольку в движении ледника отражается запутанный набор сезонных и долгопериодических флуктуаций его баланса массы. Дополнительные трудности возникают из-за диффузии кинематических волн. Все это означает, что увидеть распространение единичной волны на леднике не так просто. Однако в нескольких случаях было зафиксировано локальное увеличение толщины льда, которое происходило быстрее движения самого льда. На рис. 12.1 показано, как между 1891 и 1899 гг. наблюдали такое локальное увеличение толщины льда, двигавшееся вниз по леднику Мер-де-Гляс со скоростью около 300 м/год. Скорость льда была равной приблизительно 150 м/год. В последние годы волны также наблюдали на том же леднике Мер-де-Гляс и леднике Боссон [134] и на леднике Нискоулли в США [442, рис. 4].

Последствие увеличения баланса массы

Предположим, что ледник находится в стационарном состоянии, и пусть баланс массы в некоторый момент времени скачком увеличивается на величину B, одинаковую во всех точках. Спрашивается, каким будет в последующие моменты времени изменение $h_1(x)$ уровня поверхности ледника? Как и в предыдущем разделе, мы будем пренебрегать зависимостью потока Q от наклона поверхности и будем рассматривать ледник бесконечной ширины. Перейдем от уравнения (12.1′) к уравнению для возмущений так же, как переходили от уравнения (12.1) к уравнению (12.3). Имеем

$$\partial q_1/\partial x + \partial h_1/\partial t = B\,. \qquad (12.3')$$

При этом уравнение (12.5) принимает вид

$$q_1 = c_0 h_1\,. \qquad (12.5')$$

Исключая q_1, получим

$$\partial h_1/\partial t = B - c_0' h_1 - c_0(\partial h_1/\partial x), \tag{12.9}$$

где $c_0' = dc_0/\partial x$. Поскольку c_0 приблизительно в 4 раза превосходит скорость льда, то c_0' приблизительно в 4 раза превосходит продольную скорость деформации. Уравнение (12.9) следует решать относительно h_1 при заданных B, c_0 и c_0'.

Рассмотрим простую модель ледника, лежащего в пределах от $x = 0$ до $x = 1$ с границей питания, расположенной при $x = 1/2$. Обычно продольная скорость деформации в леднике положительна в области абляции (гл. 6).

Поэтому положим, что

$$c_0 = rx \quad \text{при} \quad x \leqslant 1/2 \tag{12.10}$$

и

$$c_0 = r(1 - x) \text{ при } x \geqslant 1/2,$$

где r — положительная постоянная.

Прежде всего постараемся найти решение h_1, не зависящее от x. В этом случае уравнение (12.9) имеет вид

$$\partial h_1/\partial t = B - c_0' h_1.$$

Если $h = 0$ при $t = 0$,

$$h_1 = Br^{-1}\{1 - \exp(-rt)\} \quad \text{при } x < 1/2, \tag{12.11}$$

$$h_1 = Br^{-1}\{\exp(rt) - 1\} \quad \text{при } x < 1/2. \tag{12.12}$$

Из уравнения (12.11) видно, что там, где продольная скорость деформации положительна, ледник начинает утолщаться со скоростью B. Скорость утолщения экспоненциально убывает со временем, и ледник в конце концов приходит в свое стационарное состояние, в котором толщина ледника отличается от исходной на величину B/r. С другой стороны, из уравнения (12.12), видно, что ледник в области продольного сжатия становится неустойчивым. Начальная скорость утолщения равна B, но затем толщина начинает увеличиваться экспоненциально. Между этими двумя областями образуется полоса, в которой условие $\partial h_1/\partial x = 0$ не выполняется. Возникает скачок на поверхности, поскольку область, лежащая ниже по леднику, оказывается толще области, лежащей выше по леднику. Этот скачок вызовет кинематическую волну, которая начнет двигаться вниз по леднику и, как будет показано, в конце концов восстановит устойчивость. В реальном леднике любой такой скачок сглаживается за счет диффузии.

Можно получить конечное значение h_1, если предположить, что $\partial h_1/\partial t$ стремится к нулю, тогда t будет стремиться к бесконечности. Другими словами, нужно решить уравнение (12.9), полагая, что $\partial h_1/\partial t = 0$, $\partial h_1/\partial x = 0$, а величины c_0 и c_0' определяются по формуле (12.10). Как легко проверить, решение имеет вид

$$h_1 = B \quad \text{при} \quad x \leqslant 1/2, \tag{12.13, а}$$

$$h_1 = Bx/r\,(1-x) \text{ при } x \geqslant 1/2. \tag{12.13, б}$$

Первое решение соответствует решению уравнения (12.11) при $t \to \infty$. Второе решение дает такое значение h_1, которое достигается после восстановления устойчивости. Мы должны обрезать это решение близ $x = 1$, поскольку там h_1 обращается в бесконечность. Однако это решение показывает, что близ конца ледника его реакция на изменение баланса массы особенно велика.

Такой результат можно получить, решая уравнение в частных производных, не предполагая заранее, что производные $\partial h_1/\partial t$ или $\partial h_1/\partial x$ равны нулю. Это проще сделать, если от величины h_1 вернуться к величине q_1. Исключая h_1 из уравнений (12.3′) и (12.5′), получим, что

$$\partial q_1/\partial x + c_0^{-1}(\partial q_1/\partial t) = B, \tag{12.14}$$

где, как и ранее, c_0 определяется по формуле (12.10), а B – величина постоянная.

Стандартный метод решения этого линейного дифференциального уравнения в частных производных состоит в том, чтобы вместо него решать соответствующие обычные дифференциальные уравнения:

$$dx = c_0\,dt = B^{-1}\,dq_1. \tag{12.15}$$

Из первого равенства следует, что

$$t = \int_{x_0}^{x} c_0^{-1}\,dx, \tag{12.16}$$

где $x = x_0$ при $t = 0$. Это соотношение определяет множество кривых, называемых характеристиками. Такие кривые представляют собой пути распространения кинематических волн в (x, t)-плоскости. Они показаны на рис. 12.1. Часть диаграммы, в которой $x > 1/2$, разбивается на две области сообразно тому, начинаются ли характерис-

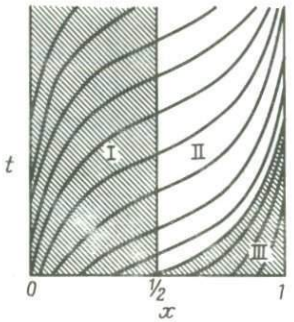


Рис. 12.2. Траектории волн в плоскости (x, t) для идеализированного ледника [571].

тики на оси $t = 0$ (область III) или на линии $x = 1/2$ (область II). В области II уравнение (12.16) приводит к следующим соотношениям:

$$t = \int_{x_0}^{1/2} \frac{dx}{r x} + \int_{1/2}^{x} \frac{dx}{r(1-x)}$$

и

$$4x_0(1-x) = \exp(-rt).$$

Далее, интегрируя уравнение (12.15) при условии, что $q_1 = 0$ при $t = 0$, или, что то же, при $x = x_0$, получим

$$q_1 = B(x - x_0).$$

Исключив x_0 из двух последних уравнений, получим значение q_1. Принимая во внимание, что $h_1 = q_1/c_0$, на основании уравнения (12.5*) имеем

$$h_1 = Br^{-1}\{x(1-x) - (1/4)(1-x)^{-2}\exp(-rt)\}. \qquad (12.17)$$

Это решение для области II, которое переходит в решение уравнения (12.13, *б*) при $t \to \infty$, откуда следует, что кинематические волны действительно восстанавливают устойчивость в области $x > 1/2$. Область III — такая область, которая недостижима для кинематической волны, начинающейся на линии $x = 1/2$. Решение в этой области неустойчиво (12.12). В области $x < 1/2$ решение устойчиво (12.11).

Решения представлены на рис. 12.3. В области аккумуляции высота поверхности возрастает до своего нового стационарного значения с экспоненциально убывающей скоростью. В области абляции высота поверхности сначала увеличивается, причем с возрастающей

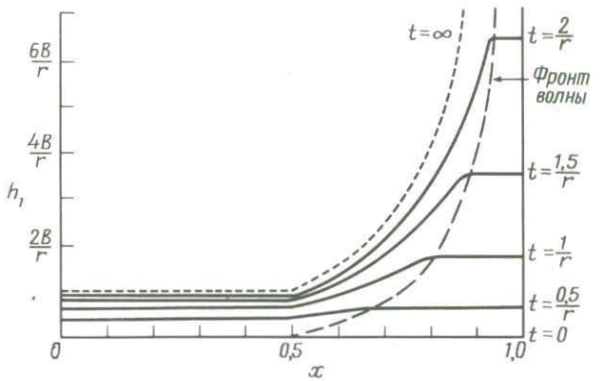


Рис. 12.3. Увеличение толщины льда h_1 в идеализированном леднике в различные моменты времени t, вызванное скачкообразным во времени и однородным по площадному распространению увеличением B баланса массы.

Верхняя часть ледника устойчива; нижняя часть — неустойчива до тех пор, пока туда не приходит кинематическая волна, начинающаяся при $x = 0{,}5$ [571].

скоростью. Скорость роста в данной точке начинает уменьшаться, когда в эту точку приходит кинематическая волна, вышедшая из точки $x = 1/2$ (кривая распространения фронта волны показана пунктирной линией). Кривая $t = \infty$ показывает конечную величину роста толщины. Она быстро возрастает по мере приближения к концу ледника, что означает значительное его продвижение. Все это служит результатом мгновенного увеличения баланса массы, т.е. увеличения аккумуляции в области аккумуляции и уменьшения абляции в области абляции. Мгновенное уменьшение баланса массы приводит к повсеместному уменьшению толщины ледника. Это уменьшение толщины особенно значительно близ конца ледника: небольшое уменьшение баланса массы приводит к заметному его отступанию. Величина наступания и отступания может быть найдена из простых геометрических построений (рис. 12.4). Длина ледника L_0 в основном состоянии определяется из условия

$$\int_0^{L_0} b_0\, dx = 0.$$

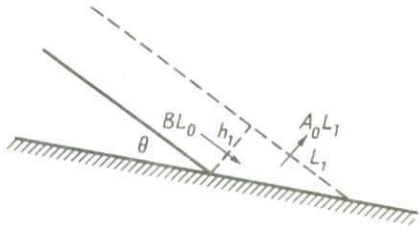


Рис. 12.4. Соотношение между толщиной льда и величиной наступания конца ледника [571].

На конце ледника $q_0 = 0$. Однако если длительное время баланс массы поддерживается на уровне $b_0 + B$, то при $x = L_0$ появится дополнительный поток $\int_0^{L_0} B\,dx$. Поэтому конец ледника продвинется на некоторое расстояние L_1, измеряемое в направлении поверхности ледника. Более того, если A_0 – скорость абляции на конце ледника, а величина B мала, то

$$\int_0^{L_0} B\,dx = A_0 L_1,$$

откуда при постоянном значении B

$$L_1 / L_0 = B / A_0.$$

Например, если A_0 равна 5 м/год, а баланс массы всюду увеличится на 0,5 м/год, длина ледника в конце концов увеличится на 10 %. Согласно высказанным соображениям, окончательная величина наступания или отступания ледника, обусловленная изменением баланса массы, не зависит от явлений, связанных с кинематической волной. Эта величина определяется исключительно сохранением объема.

Наблюдения подтверждают обнаруженную неустойчивость конца ледника: боковые морены близки к современному уровню его поверхности всюду, за исключением конца, где они залегают значительно выше. Такая сильная реакция на малые изменения баланса массы означает, что ледники служат чувствительными индикаторами колебаний климата. Как мы увидим ниже, задача состоит в необходимости детально разобраться с индикационными свойствами ледников.

Неустойчивость в области сжимающего течения

Неустойчивость в области сжимающего течения может быть продемонстрирована также следующим образом. На рис. 12.5 показана

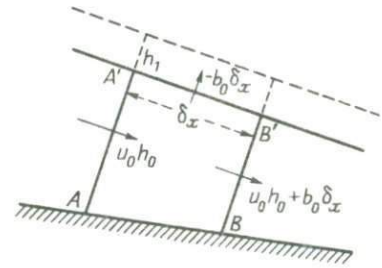


Рис. 12.5. Неустойчивость в области сжимающего течения [571].

небольшая часть длины δx области абляции. В стационарном состоянии поток через верхнюю поверхность должен в точности компенсироваться абляцией. Этот поток также должен равняться разности между потоками через сечения AA' и BB'. Если поток через сечение AA' равен $u_0 h_0$, то через сечение BB' он, следовательно, будет равен $uh_0 + b_0 \delta x$, где b_0 – величина отрицательная.

Предположим теперь, что поверхность ледника мгновенно поднялась на величину b_1. Тогда поток возрастет на величину $u_0 h_1$ за счет увеличения толщины и на величину $u_1 h_0$ за счет увеличения скорости. Но величина u пропорциональна h^m, откуда $u_1/u_0 h_1 = mh_1/h_0$, т.е. поток через сечение AA' увеличится на $(m+1)u_0 h_1$. Это показывает, что увеличение потока через некоторое сечение пропорционально стационарной скорости в данном сечении.

Предположим, что течение сжимающее, т.е. стационарная скорость в сечении BB' меньше, чем в сечении AA'. Но тогда в результате подъема поверхности на величину h_1 увеличение потока через сечение BB' окажется меньше, чем через сечение AA'. Следовательно, лед между этими двумя сечениями будет накапливаться, что приведет к дальнейшему подъему поверхности. Это и означает неустойчивость в области сжимающего течения.

Таким образом, неустойчивость в области сжимающего течения служит просто следствием сохранения объема: кинематические волны тут ни при чем.

Время реакции

Теперь зададим вопрос: какое время требуется леднику, чтобы он мог приспособиться к изменению своего баланса массы? Такой интервал времени принято называть *временем реакции*. От-

метим, что на конце ледника изменение баланса массы скажется гораздо быстрее, чем за время реакции.

Вернемся к модели, описанной выше, и, как и ранее, рассмотрим реакцию ледника на мгновенное и постоянное по всей его поверхности изменение баланса массы. Из уравнения (12.11) видно, что в области аккумуляции величина h_1 отличается от своего конечного значения в $1/e$ раз через время $1/r$ после того, как произошло изменение баланса массы. Это означает, что время реакции ледника имеет порядок $1/r$. На рис. 12.3 видно, что за это время кинематическая волна успевает пройти путь от $x = 1/2$ до $x = 0{,}8$, а изменение толщины там достигает половины своего конечного значения. Величина r приблизительно в 4 раза больше продольной скорости деформации. Для ледников типичные значения продольной скорости деформации — между 10^{-1} и 10^{-2} год$^{-1}$. Поэтому их время реакции должно быть в интервале от 2,5 до 25 лет. Чем больше толщина ледника, тем быстрее ледник приспосабливается к меняющимся условиям. Однако, как мы увидим ниже, диффузия кинематических волн значительно увеличивает время реакции.

Мы можем также вычислить время реакции большого ледникового щита. Продольная скорость деформации в центральных частях Гренландского и Антарктического ледниковых покровов имеет порядок 10^{-5} год$^{-1}$. Соответствующее время реакции равно 25 000 лет. Уравнение (12.11) показывает, что увеличение баланса массы на величину B приведет в конечном результате к увеличению толщины на величину B/r. Например, при $B = 2{,}5$ мм/год, что составляет 10% аккумуляции в Центральной Антарктиде, конечное значение $h_1 = 62{,}5$ м. Это составляет только 2% толщины льда. Подобный результат подтверждается материалами, приведенными в гл. 9: толщина льда мало чувствительна к изменениям аккумуляции.

Диффузия кинематических волн

В изложенной теории мы обращали внимание на зависимость скорости и тем самым скорости потока от толщины льда, но пренебрегали их зависимостью от наклона поверхности. Для некоторых ледников такое приближение приемлемо, но в общем случае оно неверно. Как показывают следующие простые соображения, зависимость потока Q от угла наклона α приводит к диффузии кинематических волн.

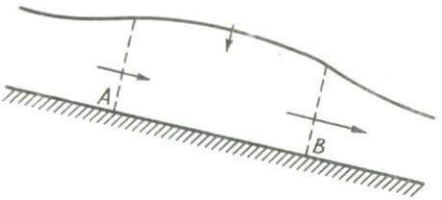


Рис. 12.6. Диффузия кинематической волны.

На рис. 12.6 толщина льда в точках A и B одинакова, а между этими точками имеется поднятие поверхности (кинематическая волна). Поэтому наклон в точке B больше, чем в точке A. Поскольку величина $\partial u/\partial \alpha$ положительна, положительна $\partial Q/\partial \alpha$, и, следовательно, Q в точке B больше, чем в точке A. Таким образом, высота поднятия между точками A и B уменьшается, а это и означает диффузию кинематической волны.

Основными уравнениями здесь служат (12.3) и (12.5), в данном случае $-c_0(x) = (\partial Q/\partial h)_0$, $D_0(x) = (\partial Q/\partial \alpha)_0$ и W_0 – ширина ледника в основном состоянии. В целях упрощения будем считать величину W_0 постоянной и предполагать, что b_1 – функция времени t, но не координаты x. Дифференцируя уравнение (12.3) по x и уравнение (12.5) по t и исключая h_1, получим следующее уравнение для Q_1:

$$\partial Q_1/\partial t = c_0 b_1 - (c_0/W_0)(\partial Q_1/\partial x) + (D_0/W_0)(\partial^2 Q_1/\partial x^2). \quad (12.18)$$

Это уравнение имеет вид уравнения диффузии, в котором c_0/W_0 – скорость распространения возмущений, т.е. скорость кинематической волны, и D_0/W_0 – коэффициент диффузии кинематических волн. В предыдущем разделе мы рассматривали частный случай, когда $D_0 = 0$.

Чтобы получить уравнение для h_1, а не для Q_1, продифференцируем уравнение (12.5) по x и затем подставим $\partial Q_1/\partial x$ в уравнение (12.3). Получим.

$$\partial h_1/\partial t = b_1 - c_0^{\bullet} h_1/W_0 - (c_0 - D_0^{\bullet})W_0^{-1}(\partial h_1/\partial x) + (D_0/W_0) \times$$
$$\times (\partial^2 h_1/\partial x^2), \quad (12.19)$$

где штрих означает дифференцирование по x. Отметим, что скорость распространения кинематических волн h_1, т.е. величина $(c_0 - D_0)/W_0$, отлична от скорости c_0/W_0 кинематической волны Q_1. В отсутствие диффузии эти скорости совпадают. Как и ранее, скорость c_0 при-

близительно в 4 раза больше скорости льда. Из уравнения (12.4) видно, что скорость льда и, следовательно, поток Q пропорциональны $\sin^m\alpha$, где m приблизительно равно 3. Следовательно,

$$D_0 = (\partial Q/\partial\alpha)_0 = 3Q_0 \operatorname{ctg}\alpha. \qquad (12.20)$$

Величины c_0 и D_0 близ фронтов ледников требуют дополнительного исследования. Дело в том, как следует из натурных данных, скорость льда на фронте ледника не равна нулю, хотя толщина льда там нулевая. Близ фронта ледника скорость льда следует считать независящей от h, поэтому поток будет пропорционален h, а не h^4. Отсюда следует, что близ фронта ледника $c_0 = u_0$, а не $4u_0$. Мы можем предположить, что по мере приближения к фронту ледника c_0 постепенно переходит от $4u$ к u_0. Тогда можно не менять соотношение между Q и α, поскольку в этом случае уравнение (12.20) остается справедливым и близ конца ледника. Угол выклинивания ледника θ_0 можно задавать, исходя из натурных данных. Тогда толщина льда в тех местах, где находился фронт ледника в основном состоянии, и величина L_1 продвижения фронта ледника, измеряемая в направлении, параллельном ледниковому ложу, связаны соотношением

$$L_1 = h_1 \operatorname{cosec}\theta_0. \qquad (12.21)$$

Теперь применим тот же подход, который уже использовался. Рассмотрим такую модель ледника, в которой c_0 и D_0 – простые функции x, и, решая уравнения (12.18) и (12.19), найдем возмущение потока Q_1 и толщины h_1, обусловленные изменением величины b_1 – баланса массы. Величины c_0 и D_0 как функции x следует выбрать такими, чтобы, с одной стороны, можно было найти точное решение уравнения (12.18) и с другой – эти величины соответствовали бы реальным ледникам. Таким требованиям удовлетворяют следующие функции:

$$c_0 = (x/\sigma)(1 - x/L), \qquad (12.22)$$

$$D_0 = (Ex^2/\sigma)(1 - \delta - x/L). \qquad (12.23)$$

Ледник в основном состоянии имеет пределы от $x = 0$ до $x = L(1 - \delta)$, а граница питания расположена при $x = 1/2$. Здесь σ, E и δ – постоянные; величина σ имеет размерность времени, E и δ – безразмерны, δ – мало. В этой модели c_0 и D_0 равны нулю в начале ледника и D_0 равно нулю на его фронте. Выбор положения фронта ледника в точке $L(1 - \delta)$, а не в точке L сделан затем, чтобы там величина σ была отличной от нуля. Продольная скорость деформации положи-

тельна выше границы питания и отрицательна ниже ее. Кроме того, в отличие от используемой выше модели, производная dc_0/dx не имеет разрывов.

Оценим теперь типичные значения используемых в модели постоянных. Положив в уравнении (12.22) $x = L/2$, получим

$$\alpha = L/4c_0 = L/16u_0,$$

где c_0 и u_0 – максимальные значения, которые достигаются на границе питания. Если $L = 10$ км и $u_0 = 100$ м/год, то $\sigma = 6$ годам.

Положив в уравнении (12.23) $x = L/2$, получим

$$D_0 = EL^2/8\sigma,$$

поскольку δ мало. Но, согласно уравнению (12.20),

$$D_0 = 3u_0 h_0 \operatorname{ctg} \alpha_0;$$

следовательно,

$$E = (24\sigma u_0 h_0 \operatorname{ctg}\alpha_0)/L^2 = (3h_0 \operatorname{ctg}\alpha_0)/2L,$$

где u_0, h_0 и α_0 – значения соответствующих величин при $x = L/2$. Если $L = 10$ км, $h_0 = 250$ м, $\alpha = 3°$, то $E = 0{,}75$.

Положив в уравнении (12.22) $x = L(1 - \delta)$, с точностью до δ^2 получим, что

$$c_0 = L\delta/\sigma. \qquad (12.24)$$

Пусть на конце ледника $c_0 = u_0 = 10$ м/год. Тогда, если принять те же значения L и σ, что и ранее, получим $\delta = 0{,}006$. Итак, грубо говоря, $\sigma = 5$ лет, E лежит в пределах от 0,5 до 1,0 и $\delta = 0{,}005$. Однако эти величины от ледника к леднику сильно меняются. Разным значениям E соответствуют различные значения коэффициента диффузии. Из формулы для E следует, что диффузия особенно важна для ледников с малым наклоном.

Чтобы упростить математические вычисления, выберем в качестве единицы длины – L и в качестве единицы времени – σ. Тогда уравнения (12.22) и (12.23) примут вид

$$c_0 = x(1 - x), \qquad (12.22')$$

$$D_0 = Ex^2(1 - \delta - x). \qquad (12.23')$$

Влияние диффузии на реакцию ледника

Теперь рассмотрим, как модельный ледник реагирует на мгновенное увеличение баланса массы B, предполагаемый одинаковым при всех значениях x. Прежде всего, положив $\partial h_1/\partial t = 0$, мы определим стационарные значения рассматриваемых величин, которые достигаются по мере того, как происходит релаксация ледника в новых условиях. В этом случае проще пользоваться уравнениями (12.3) и (12.5), а не уравнением (12.18), которое выведено как следствие этих двух . При единичной ширине ледника первое из них имеет вид

$$\partial q_1/\partial x = B,$$

откуда

$$q = Bx,$$

поскольку $q = 0$ при $x = 0$; второе же в рассматриваемом случае

$$Bx = x(1 - x)h_1 - Ex^2(1 - \delta - x)(dh_1/dx).$$

При $E = 1$ оно решается как

$$h_1 = B(1 + x/\delta), \tag{12.25}$$

что легко проверить подстановкой. При отсутствии диффузии, когда $E = 0$,

$$h_1 = B/(1 - x). \tag{12.26}$$

При других значениях E решение можно получить с помощью численного интегрирования (рис. 12.7).

Отметим две важные особенности. 1. При любой диффузии (и когда ее нет) конечное значение утолщения на конце ледника одно и то же, равное B/δ. Следовательно, во всех случаях одинакова и конечная величина наступания ледника. 2. Всюду на леднике, за исключением его конца, конечная величина утолщения гораздо больше при ненулевой диффузии, чем в ее отсутствие.

Из последнего утверждения следует, что диффузия, по-видимому, приводит к увеличению времени реакции ледника. Это подтверждается следующими грубыми вычислениями. Пусть V_1 – объем льда, приходящийся на единицу ширины, который следует добавить, чтобы получить новый профиль, т. е.

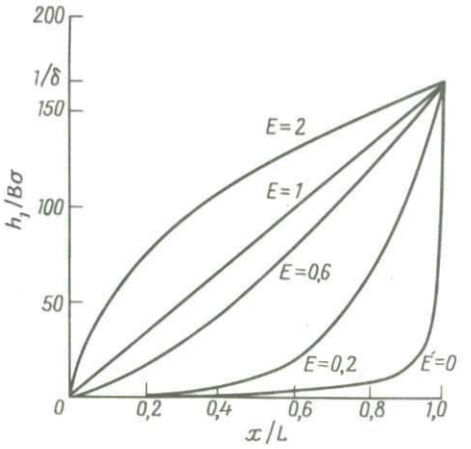


Рис. 12.7. Стационарные профили идеального ледника, обусловленные скачкообразным ростом суммарного баланса массы на величину B.

Разные кривые соответствуют разным коэффициентам диффузии. Заметим, что $h_1/B_0 = 1$ при $x = 0$ и $h_1/B\sigma = 1/\delta$ при $x = 1$ [373].

$$V_1 = \int_0^{1-\delta} h_1\, dx .$$

В отсутствие диффузии ($E = 0$) h_1 задается уравнением (12.26), поэтому $V_1 = B\log(1/\delta)$. Но объем льда, приходящийся на единицу ширины и добавляемый в единицу времени, равен $B(1-\delta)$. Отсюда следует, что время, затрачиваемое ледником на достижение нового стационарного профиля, приблизительно равно $\log(1/\delta)$. При $\delta = 0{,}005$ (см. выше) время реакции равно 5 единицам времени. Поскольку в качестве единицы времени выбрана величина σ, равная приблизительно 5 годам, время реакции равно приблизительно 25 годам. Эта оценка времени реакции совпадает с той, которая была получена в предыдущем разделе. Повторим те же вычисления, на этот раз учитывая диффузию, причем будем предполагать, что величина h_1 определяется уравнением (12.25) ($E = 1$). В этом случае время реакции равно $1/2\delta$ единицам времени, или 500 годам. Для прочих значений E время реакции можно определить с помощью численного интегрирования, используя кривые, представленные на рис. 12.7. Например, при $E = 0{,}2$ время реакции равно приблизительно 175 годам.

Най [373] получил время реакции при $E = 1$. При этом он исходил из уравнения (12.19) со значениями и c_0, и D_0, задаваемыми уравнениями (12.22′) и (12.23′). Если величина δ мала по сравнению с 1, решение уравнения (12.19) близ конца ледника имеет вид

$$h_1 = B\{\delta^{-1} + \exp(-t) - \delta^{-1}\exp(-2\delta t)\}. \qquad (12.27)$$

В этом уравнении постоянные времени в двух экспоненциальных членах равны соответственно 1 и $1/2\,\delta$ единицам времени. Аналогичное уравнение в отсутствие диффузии имеет вид уравнения (12.17), в котором положено $x = 1 - \delta$. В этом уравнении есть только один экспоненциальный член с постоянной времени, равной $1/r$, которая лежит в пределах от 2,5 до 25 лет. Дифференцируя уравнение (12.27) по времени, получим

$$\partial h_1/\partial t = B\{2\exp(-2\delta t) - \exp(-t)\}.$$

Поскольку $\delta \ll 1$, то, за исключением малых значений t, $\exp(-2\delta t) \gg \exp(-t)$. Отсюда следует, что $\partial h_1/\partial t$ в начале равна B, затем быстро возрастает до величины, приблизительно равной $2B$, после чего экспоненциально убывает до нуля с постоянной времени $1/2\delta$. Тот интервал времени, когда производная $\partial h_1/\partial t$ возрастает, является периодом неустойчивости, о котором говорилось выше, причем в данном случае величина $\partial h_1/\partial t$ гораздо меньше, чем в рассмотренном выше случае. Таким образом, диффузия понижает скорость релаксации, и, следовательно, время реакции значительно увеличивается.

Из уравнения (12.24) видно, что численное значение большей постоянной времени (равной $1/2\delta$ в выбранных единицах времени и $\sigma/2\delta$ в годах) совпадает с отношением длины ледника и удвоенной скорости его конца. Это отношение заметно отличается для разных ледников, но, по-видимому, имеет порядок скорее сотен лет, чем десятков. Напомним, однако, что постоянная времени равна $1/2\,\delta$ только в случае $E = 1$.

Частотная характеристика реакции ледника

В предыдущем разделе предполагалось, что баланс массы меняется скачком. Реальнее предполагать, что изменение баланса массы описывается гармоническими функциями. В этом случае уравнение (12.19) следует решать при условии, что $b_1 = B\exp(i\omega t)$, где

ω – угловая частота и B – амплитуда колебаний баланса массы, предполагаемая одной и той же при всех значениях x. Будем использовать тот же модельный ледник, т.е. будем предполагать, что $W_0 = 1$, $E = 1$ и что c_0 и D_0 определяются уравнениями (12.22′) и (12.23′). Значение $E = 1$ выбрано исключительно из соображений удобства вычислений. Как будет показано ниже, значение диффузии для реального ледника меньше того, которое следует из теоретического расчета при $E = 1$. Поскольку уравнение (12.19) линейно, по прошествии переходного периода реакция ледника будет представлять собой гармонические колебания с той же угловой частотой, но с иной фазой. Решение может быть записано в виде

$$h_1(x, t) = H(x, \omega) \exp(i\omega t),$$

где H – комплексная амплитуда реакции. Решение для конца ледника представлено на рис. 12.8, в виде кривых (*а*, *б* и *в*) зависимости от частоты ω следующих величин: а – амплитуды $|H|/B$, δ – сдвига фаз φ между максимумами h_1 и b_1, *в* – времени сдвига $\varphi\omega$. Эти кривые можно назвать, используя аналогию с электрическими явлениями, *частотными характеристиками реакции ледника*.

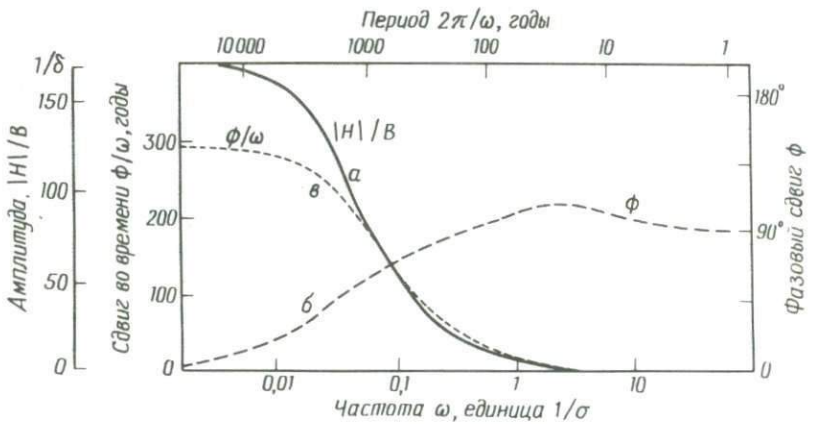


Рис. 12.8. Изменения некоторых величин на конце ледника как результат периодических колебаний суммарного баланса массы амплитуды B и угловой частоты ω. Предполагается, что параметр диффузии $E = 1$.

Кривая *а* – амплитуда изменений толщины льда; кривая *б* – сдвиг фаз; кривая *в* – сдвиг по времени между максимумом баланса массы и максимумом изменений толщины льда как функции частоты ω. Масштабы периода и сдвига во времени соответствуют 6 годам при единице времени равной σ. Масштаб амплитуды соответствует $\delta = 0{,}006$ [376].

Кривая *а* показывает, что только при долгопериодичных изменениях баланса массы (порядка 10 000 лет) на конце ледника достигается максимальная толщина B_1/δ, т.е. та, которая достигается при скачкообразном изменении баланса массы. Кривая *б* показывает, что при долгопериодических изменениях (10 000 лет и более) фазовый сдвиг стремится к нулю, а при короткопериодических изменениях (1 год и менее) он стремится к 90°. Это как раз то, что и следовало ожидать. Действительно, при медленных изменениях баланса массы ледник успевает подстраиваться под изменяющийся баланс массы. Наоборот, при быстрых изменениях баланса массы в силу малого характерного времени течение ледника оказывается несущественным. В этом случае уравнение (12.3′) переходит в уравнение $\partial h_1/\partial t = b_1$, откуда следует, что максимумы и минимумы h_1 приходятся на те моменты времени, когда $b_1 = 0$. Другими словами, фазовый сдвиг равен 90°. Сезонные колебания являются короткопериодическими изменениями; фазовый сдвиг в 90° означает, что h_1 достигает максимума в конце зимы и минимума в конце лета, что и наблюдается в действительности. Кривая *в* на рис. 12.8 показывает, как время сдвига зависит от периода изменения баланса массы. Время сдвига составляет, грубо говоря, одну четвертую этого периода при условии, что период меньше 600 лет. Например, время сдвига для изменений баланса массы с периодом в 40 лет равно 10 годам. В этом случае ледник начнет наступать через 10 лет после того, как баланс массы пройдет через свой минимум; конец ледника займет максимальное положение через 10 лет после того, как баланс массы пройдет через свой максимум. Если баланс массы возвращается к своему основному уровню и не меняется впоследствии, леднику понадобится несколько сотен лет (т.е. время реакции), чтобы вернуться в основное состояние. Этот пример ясно характеризует различие между временем сдвига и временем реакции. Время сдвига – интервал между максимумом (и минимумом) баланса массы и максимумом (и минимумом) положения конца ледника. Время реакции – период, за который происходит релаксация ледника под действием изменившегося баланса массы.

Общее решение

Если возмущения баланса массы – это произвольная функция времени, соответствующее решение можно найти из решений, полученных для скачкообразных изменений баланса массы. Этот метод,

использованный Ллибутри [300, с. 751], аналогичен методу, применяемому при вычислении изменения электрического тока, вызванного изменением приложенного электрического напряжения.

Правая часть уравнения (12.27) со значением $\tilde{B} = 1$ представляет собой реакцию конца ледника в момент времени t в случае, когда баланс массы скачком увеличивается на единицу в нулевой момент времени. Обозначим такую реакцию через $H(t)$. Поскольку используемые дифференциальные уравнения линейны, реакция в момент времени t на скачок величиной db_1 в нулевой момент времени равна $db_1 H(t)$. Если такой скачок происходит в момент времени τ, реакция на него в момент времени t равна $db_1 H(t-\tau)$. Произвольная функция $b_1(t)$ может быть аппроксимирована "ступенчатой функцией", которая является суммой большого числа малых скачков амплитуды db_1, происходящих в подходящим образом выбранные моменты времени. Эти моменты времени лежат в интервале от $\tau = -\infty$, когда b_1 предполагается равным нулю, и до $\tau = t$, откуда следует, что реакция на изменение баланса массы, задаваемое функцией $b_1(t)$, равна

$$h_1(t) = \int_{-\infty}^{t} (db_1/d\tau) H(t-\tau)\, d\tau. \qquad (12.28)$$

(Читателю, желающему подробнее ознакомиться с методом получения этого уравнения, следует обратиться к какой-либо работе по теории электрических схем, например к работе [480, с. 206, 207].)

Интегрируя уравнение (12.28) по частям, получим

$$h_1(t) = \{b_1(\tau) H(t-\tau)\}_{-\infty}^{t} + \int_{-\infty}^{t} b_1(\tau) \dot{H}(t-\tau)\, d\tau,$$

где $\dot{H}$ означает dH/dt. Первый член в правой части равен нулю, поскольку $b_1 = 0$ при $t = -\infty$ и $H(0) = 0$ в силу начального условия $h_1 = 0$ при $t = 0$. Подставляя вместо H его значение, полученное дифференцированием уравнения (12.27) по времени, получим при $B = 1$

$$h_1(t) = -\bar{b}_1 + \delta^{-1}\tilde{\bar{b}}_1, \qquad (12.29)$$

где

$$\bar{b}_1 = \int_{-\infty}^{t} b_1(\tau) \exp\{-(t-\tau)\}\, d\tau,$$

$$\bar{\bar{b}}_1 = 2\delta \int_{-\infty}^{t} b_1(\tau) \exp\{-2\delta(t-\tau)\} d\tau .$$

Уравнение (12.29) даст изменение толщины льда на конце ледника, вызванное изменением баланса массы, которое является произвольной функцией времени, но одно и то же при всех значениях x. Величины $\bar{b}_1$ и $\bar{\bar{b}}_1$ – это осредненные по прошлому значения величины b_1. В интеграле для $\bar{b}_1$ существенны значения только для интервала времени порядка единицы. Однако интеграл для $\bar{\bar{b}}_1$ учитывает значения за период порядка $1/2\delta$, в то время как значение величины b_1 в более ранние моменты времени пренебрежимо мало, что обусловливается экспоненциальным множителем.

Обратная задача

Рассмотрим теперь обратную задачу. Предполагаются известными изменения за некоторый интервал времени толщины льда b_1 в точке, соответствующей положению конца ледника в его основном состоянии. Требуется восстановить изменения баланса массы, вызвавшие эти изменения. Дифференцируя дважды уравнение (12.29) по времени и приняв величину δ за пренебрежимо малую по сравнению с 1, получим

$$\dot{h}_1 = \bar{b}_1 + b_1 - 2\bar{\bar{b}}_1, \qquad (12.30)$$

$$\ddot{h} = \dot{b}_1 + b_1 - \bar{b}_1 + 4\delta\bar{\bar{b}}_1 . \qquad (12.31)$$

Здесь мы использовали соотношения

$$d\bar{b}_1/dt = b_1 - \bar{b}_1 ,$$

$$d\bar{\bar{b}}_1/dt = 2\delta(b_1 - \bar{\bar{b}}_1).$$

Исключая $\bar{b}_1$ и $\bar{\bar{b}}_1$ из уравнений (12.29) – (12.31), получим в предположении $\delta \ll 1$ следующее уравнение:

$$\dot{b}_1 + 2b_1 = \ddot{h}_1 + \dot{h}_1 + 2\delta h_1 .$$

Это уравнение является уравнением относительно b_1. Его решение

$$b_1 \exp(2t) = \int_{-\infty}^{t} (\ddot{h}_1 + \dot{h}_1 + 2\delta h_1) \exp(2\tau) d\tau .$$

Преобразовав правую часть последнего уравнения с помощью интегрирования по частям, получим, что

$$b_1 \exp(2t) = \dot{h}_1 \exp(2t) - h_1 \exp(2t) + 2(1+\delta)\int_{-\infty}^{t} h_1 \exp(2\tau)\,d\tau,$$

или

$$b_1 = \dot{h}_1 - h_1 + \bar{h}_1, \qquad (12.32)$$

где

$$\bar{h}_1 = 2\int_{-\infty}^{t} h_1 \exp\{-2(t-\tau)\}\,d\tau,$$

где $1+\delta$ заменена на 1, поскольку δ мало.

Из уравнения (12.32) следует, что для определения текущего значения величины b_1 по измерениям толщины льда h_1 на конце ледника нужно знать текущие значения величин h_1 и $\dot{h}_1$ и также среднее по прошлому значение величины h_1. Временной масштаб осреднения равен половине единицы времени, т.е. нескольким годам. (Напомним, что за единицу времени выбрана величина σ, которая равна приблизительно 5 годам). Осреднения по большим интервалам в уравнении (12.32) не встречаются.

Отметим любопытный факт асимметрии прямой и обратной задач. Чтобы определить текущее поведение ледника, необходимо иметь данные по его балансу массы за несколько сотен лет. Чтобы восстановить текущий баланс массы, необходимо иметь данные по флуктуации конца ледника лишь за несколько лет. Это различие представляется оправданным. Действительно, в величине h_1 просуммирован баланс массы b_1 за прошлое, и поэтому необходимо иметь данные за длительный интервал времени. Наоборот, величина b_1 – в некотором смысле производная h_1, а для определения производной в какой-то момент времени требуются значения лишь в небольшом интервале этого момента времени.

Перейдем теперь от анализа моделей к вычислениям реакции реального ледника.

Приложение теории к конкретным ледникам

Та детальность, с которой можно провести вычисления поведения конкретного ледника, ограничена имеющимися в наличии фактическими данными. Непрерывные ряды наблюдений положения концов ледников позволяют охватить периоды от 50 до 100 лет; изучение положения

морен дает информацию о значительно больших периодах. Что касается данных о балансе массы, то для некоторых ледников непрерывные ряды таких данных охватывают период в 10 лет, и ни для одного ледника нет данных за период более 40 лет. Поэтому иногда еще есть возможность вычислить баланс массы по данным о положении концов ледников, и, кроме того, в небольшом числе случаев можно провести сравнение полученных результатов с фактическими данными по балансу массы. Наоборот, ни для одного ледника невозможно вычислить современное поведение его конца, поскольку, как было показано, для этого требуются реальные данные о балансе массы за период в несколько сотен лет. Однако мы можем вычислить частотные характеристики реакции ледников.

Для обоих типов задач соответствующие дифференциальные уравнения следует решать численными методами. В этом случае величины c_0 и $D_0(x)$ задаются численно, а не в виде некоторых алгебраических функций. Вычисления проводятся следующим образом.

Прежде всего необходимо знать толщину льда и наклон поверхности вдоль ледника. При этом полагают, что эти величины относятся к основному состоянию ледника; другими словами, предполагается, что размеры ледника при заданном балансе массы остаются постоянными в течение продолжительного времени. Имеется бесконечный набор основных состояний, но ни один реальный ледник никогда не находится ни в одном из них. Мы, следовательно, выбираем из набора основных состояний то, в котором поверхность ледника близка к его современной поверхности. В основном состоянии

$$\int_0^L b_0 W_0 \, dx = 0, \tag{12.33}$$

где L – длина ледника и b – суммарный баланс массы, осредненный по поперечному сечению поверхности ледника. В качестве W_0 используются ее измеренные значения. Для применимости теоретической модели конец ледника должен иметь форму клина. Следовательно, длина L модельного ледника с клинообразным концом выбирается такой, чтобы площадь этого ледника равнялась площади рассматриваемого реального ледника. Чтобы определить b_0, сначала строим график зависимости измеренного баланса массы b от x (при этом баланс массы b предполагается осредненным за несколько лет наблюдений) и затем параллельно переносим вверх или вниз на такую величину, которая дает нулевое значение интеграла (12.33).

Затем вычисляем поток $Q(x)$ по формуле

$$Q_0 = \int_0^x b_0 W_0 \, dx$$

и величин $D_0(x)$ по формуле (12.20)

$$D_0 = 3 Q_0 \operatorname{ctg} \alpha_0 .$$

В качестве угла наклона α_0 выбираем его измеренное значение, осредненное по поперечному сечению поверхности ледника. Средняя по сечению скорость $u_0(x)$ вычисляется из соотношения

$$Q_0 = (2/3) u_0 W_0 h_0 ,$$

где h_0 – толщина льда на центральной линии ледника. Множитель 2/3 необходим потому, что сечение ледника предполагается параболическим. Наконец, $c_0(x)$ вычисляем по формуле

$$c_0 = \begin{cases} 4 W_0 u_0 & \text{на достаточном удалении от } x = L , \\ W_0 u_0 & \text{вблизи } x = L . \end{cases}$$

Причины значений множителя в этой формуле объяснены выше.

Частотные характеристики реакции ледника вычисляют по основным уравнениям (12.3) и (12.5), в которых положено $b_1 = \exp(i \omega t)$. Поскольку используемые дифференциальные уравнения линейны, конечная реакция, т.е. конечное поведение флуктуаций h_1 и Q_1, представляет собой колебания с той же частотой, что и b_i, но с иными фазами. Следовательно, можно записать, что

$$h_1(x, t) = H(x, \omega) \exp(i \omega t),$$

$$Q_1(x, t) = Q(x, \omega) \exp(i \omega t),$$

где H и Q – комплексные амплитуды реакции на колебание баланса массы с единичной амплитудой. Подставляя эти величины в уравнения (12.3) и (12.5), получим

$$Q' + i \omega W_0 H = W_0 ,$$

$$Q = c_0 H - D_0 H' ,$$

где штрих означает производную по x. Най [376] разработал численный метод решения этих уравнений с применением компьютера.

Най [377] разработал также метод решения обратной задачи. В этом случае мы исходим из величины $L_1(t)$ – расстояния между

фактическим положением конца ледника в момент времени t и положением конца ледника, находящимся в основном состоянии. Моменты времени берутся с интервалом в один год. Эти расстояния пересчитываются в значения h_1 с помощью уравнения (12.19), в котором угол θ_0 берется по фактическим измерениям на конце ледника. Задача состоит в том, чтобы найти такую функцию $b_1(t)$, которая, будучи подставлена в уравнение (12.19), привела бы к наблюдаемым значениям $h_1(L, t)$. Отметим, что величина b_1 предполагается одинаковой для всех значений x. Поскольку система уравнений линейна и возмущения полагаются малыми, можно предполагать, что векторы-столбцы $h(n)$ и $b(n)$ ежегодных значений h_1 и b_1 связаны соотношением.

$$h = Eb, \tag{12.34}$$

где E – матрица, в которой каждая последующая строка получается из предыдущей сдвигом на единицу вправо. Все элементы ниже главной диагонали равны нулю. Най назвал матричные элементы *коэффициентами влияния*. Уравнение (12.28) – это непрерывный аналог уравнения (12.34), когда временной интервал между наблюдениями стремится к нулю. Значения коэффициентов влияния могут быть найдены с помощью процесса, который, по существу, служит численным интегрированием уравнения диффузии, после чего компоненты вектора b получают из компоненты вектора h, обратив матрицу в уравнение (12.34). При всех этих вычислениях не обойтись без компьютера.

Най провел вычисления для ледников Южный Каскадный и Стур – двух из небольшого числа ледников, для которых имеющиеся данные позволяют применить описанные выше методы. Майер и Тенгборн [335] определяли баланс массы ледника Южный Каскадный с 1952 г., а данные о положении его конца имеются начиная с 1928 г. Шютт [474] и другие измеряют баланс массы и положение конца ледника Стур ежегодно, начиная с 1945 г. Отдельные наблюдения о положении конца этого ледника встречаются с 1897 г. Ледник Южный Каскадный отступал в течение всего периода наблюдений, ледник Стур – с 1920 г. Оба ледника имеют площадь около 3 км^2. Максимальные скорости на леднике Южный Каскадный – около 20 м/год, на леднике Стур – около 10 м/год.

Ежегодный баланс массы, вычисленный по данным о положении концов ледников, заметно отличается от измеренного баланса. По-видимому, это можно объяснить не вполне правильной трактовкой ре-

зультатов измерений. Используемая теория включает предположения о клинообразном конце ледника и о том, что конец отступает равномерно во всех своих точках. На самом же деле величина отступания часто меняется вдоль конца, в то время как измерения отступания проводят обычно только в одном месте. Кроме того, для ледника Южный Каскадный имеется еще одно усложняющее обстоятельство — часть расхода льда происходит путем его оттока в ледниковое озеро. Чтобы уменьшить влияние этих неточностей, данные были сглажены с помощью 10-летнего скользящего осреднения. Различие между наблюденными и вычисленными осредненными значениями оказались малы.

Унтерштайнер и Най [519] применили теорию в одном практически интересном случае. Задача состояла в решении вопроса, закроется ли ледниковым льдом вход в одну из меднорудных шахт на западе Канады за предполагаемый 40-летний период ее эксплуатации и если закроется, то когда это произойдет. В 1963 г. вход в шахту лежал на 19 м выше поверхности льда близ конца ледника. Берендон, Унтерштайнер и Най вычислили, что лед достигнет входа в туннель к 2003 г., если средний баланс массы ледника будет непрерывно увеличиваться от нулевого до значения + 0,7 м/год к концу 40-летнего периода. Унтерштайнер и Най, предположив, что баланс массы в начале рассматриваемого периода был близок к нулю, пришли к заключению, что туннель будет в безопасности, если климат резко не ухудшится. Однако более поздние измерения показали, что баланс массы к началу 40-летнего периода был уже равен + 0,7 м/год [137].

Вычисленные для трех рассматриваемых ледников кривые частотных характеристик реакции показали, что диффузия для этих ледников важна в заметно меньшей степени, нежели это следует из теоретической модели с $E = 1$. Гораздо более подходящим нашли значение $E = 0{,}1$. Временные сдвиги для изменений с периодом в 100 лет и менее составляют примерно 1/4 периода (что соответствует фазовому сдвигу в 90°). Однако для изменений с бо́льшими периодами временной сдвиг иногда не превышает 42 лет для ледника Южный Каскадный, 50 лет для ледника Берендон и 56 лет для ледника Стур, а отнюдь не равен нескольким сотням лет, как того требует модель с $E = 1$. При этом частотная характеристика реакции ледника Берендон напоминает частотные характеристики двух других ледников, хотя он гораздо больше (33 км^2) и движется быстрее (до 90 м/год).

Краткое изложение теории Ная

Основные предположения теории состоят в следующем.

1. Поток Q с достаточной степенью точности представляет собой функцию расстояния x, толщина льда h и угла наклона поверхности α. Это утверждение хорошо обосновано. При этом не требуется, чтобы вид функции определялся заранее. (Это происходит позднее, когда начинают проводить вычисление в рамках какой-либо конкретной модели или для какого-нибудь конкретного ледника.) Зависимость Q от x включает зависимость от всех прочих величин, являющихся функцией x, но не времени. Эти обстоятельства делают теорию весьма общей.

Предположение 1 справедливо только в том случае, если среди прочих выполнены следующие два: температура в леднике всюду одинакова и влияние изменений на количество талой воды на ледниковом ложе пренебрежимо мало.

Таким образом, теория Ная приложима, строго говоря, только к ледникам умеренного типа. Надо полагать, что эта теория приложима также и к холодным ледникам, если только изменения в них вызваны изменениями баланса массы; климатические изменения оказывают свое влияние на холодные ледники также и через изменения температуры льда. Нет никаких свидетельств того, что изменения количества талой воды приводят к длительным изменениям в ледниках, за исключением разве что пульсаций (гл. 13).

2. Объем сохраняется. Это условие эквивалентно сохранению массы, поскольку плотность предполагается постоянной.

3. Возмущения малы. Это означает, что теория применима к "обычным" медленным наступаниям и отступаниям, а не к пульсациям.

4. Возмущение баланса массы b_1 – только функция времени.

Если предположить, что b_1 зависит, кроме того, еще и от значения x, это усложнит математические вычисления. Данные по леднику Южный Каскадный свидетельствуют в пользу предположения о постоянстве величины b_1 по x; данные же по леднику Стур говорят об обратном (гл. 4). По-видимому, величина b_1 может зависеть также и от h_1, поскольку с увеличением толщины ледника увеличивается высота его поверхности, что в свою очередь может привести к увеличению аккумуляции и уменьшению абляции, а это может вызвать неустойчивость [62], которая, однако, имеет *иной тип, нежели* рассматриваемая в данной главе.

Основные выводы состоят в следующем. Изменения баланса массы распространяются вниз по леднику в виде кинематических волн увеличивающегося и уменьшающегося потока, что представляется следствием выбранных в теории функциональных связей для потока Q и следствием закона сохранения массы. Скорость волны приблизительно в 4 раза превосходит скорость льда. В нижних частях ледника, где течение сжимающее, оно временно оказывается неустойчивым. Устойчивость восстанавливается, когда в нижние части ледника приходит кинематическая волна из его верхних частей; при этом небольшое увеличение баланса массы может привести к заметному увеличению толщины льда близ конца ледника и как следствие к значительному его наступанию. Диффузия кинематических волн – это результат зависимости потока Q от наклона поверхности. Диффузия на леднике всюду, разве что за исключением его конца, приводит к весьма заметному сокращению разницы между новым и исходным стационарными профилями. Диффузия также понижает скорость изменения толщины льда. Следовательно, значительно увеличивается время реакции: подстройка большинства ледников под изменившийся баланс массы может продолжаться несколько сотен лет. При гармонических изменениях баланса массы с периодом в 100 или менее лет максимумы и минимумы положения конца ледника отстают от максимумов и минимумов баланса массы, грубо говоря, на четверть периода.

Эти выводы получены на основе простых математических моделей. С их помощью удается объяснить некоторые особенности поведения ледника. Поскольку время реакции велико, то ни для одного ледника нет достаточных данных для численного прогноза его современного поведения. Однако обратная задача – задача вычисления изменений баланса массы по данным о наступании или отступании ледников – требует для своего решения данных лишь за период порядка 10 лет. Но даже такие данные весьма редки, и пока соответствующие вычисления были произведены только для двух ледников. При этом обнаружилось заметное расхождение между вычисленным и измеренным ежегодным балансом массы, но 10-летнее скользящее осреднение приводит их в приемлемое согласие.

Численное моделирование изменения ледников

Основная задача изучения динамики ледников состоит в определении изменений размера горного ледника или ледникового покро-

ва обусловленным с заданным изменением аккумуляции и абляции. В теории Ная эта задача рассматривается в случаях малых отклонений от стационарного баланса массы. В работах Шумского [488, 13] проведен анализ при снятых ограничениях подобного рода. Однако математические вычисления становятся тогда крайне сложными, и в этом случае наилучшим подходом, по-видимому, можно считать численный анализ. В численных моделях могут быть также учтены и другие осложняющие обстоятельства, такие как переменная температура и ненулевые градиенты продольных напряжений.

В теории можно вычислить размеры ледника, распределение напряжения и скорости в нем и т.д., как эти величины меняются во времени при заданной конфигурации подстилающей поверхности и при заданном изменении во времени баланса массы. Основные уравнения – это уравнение неразрывности (12.1), три уравнения равновесия, (6.1) – (6.3), и шесть уравнений реологического закона, связывающие компоненты тензора скоростей деформации, которые являются линейными функциями градиентов скоростей, и компоненты девиатора напряжений [уравнения (6.4) – (6.6)] и аналогичные состояния). Должны быть заданы также конфигурация подстилающей поверхности, начальные размеры ледника и начальное распределение температуры. Должны быть известны граничные условия, т.е. значения напряжения и скорости на поверхности и на ледниковом ложе. При такой постановке хотя теоретически и можно определить распределение скоростей по всей массе льда, однако практически это вряд ли возможно; нет необходимости останавливаться на этом подробнее. Обычно вертикальную зависимость исключают, усредняя по толщине льда либо его поток, либо скорость.

Численное моделирование сталкивается с некоторыми проблемами. Основная проблема связана с граничными условиями на ледниковом ложе. Они очевидны, если лед приморожен к ложу; тогда все компоненты скорости равны нулю. С другой стороны, если придонный лед тает, то в каждой точке на ложе следует задавать скорость скольжения, либо же следует предполагать известным соотношением между скоростью скольжения и касательным напряжением на ложе. Обычно используют формулу Вертмана (7.5), хотя ее справедливость неочевидна и она требует предположения, согласно которому ложе всюду имеет одну и ту же шероховатость. Другая проблема связана с выбором параметров реологического закона. Как показано в гл. 3, значения этих параметров надежно установлены для изотропного льда. Однако во льду на достаточной глубине развивается некото-

рая выделенная ориентация кристаллов; не ясно, может ли это изменить значение параметра A. Еще одно осложнение состоит в том, что скорость деформации зависит от температуры и в то же время тепло переносится течением льда. Совместить исследование этих эффектов дело весьма трудное. Поэтому обычно предполагают, что ледник всюду имеет одну и ту же среднюю температуру.

К результатам численного моделирования следует относиться весьма критически, поскольку некоторые из упрощающих предположений сомнительны, и некоторые входные данные не соответствуют реальному положению дела. Тем не менее такие модели дают численный прогноз поведения ледников. Сравнение с данными натурных наблюдений позволит улучшить модели и выяснить те места во входных данных, в которые следует внести поправки.

Модель Кемпбелла – Расмуссена

В этой трехмерной модели [431] лед рассматривается как ньютоновская вязкая жидкость ($n = 1$ в реологическом законе). Тогда уравнения равновесия сводятся к гидродинамическим уравнениям Навье – Стокса без инерционного и временно́го членов. Предполагается, что компоненты скорости, перпендикулярные ложу (y-направление) всюду равны нулю. Уравнения Навье – Стокса интегрируют по y, в результате чего возникают два уравнения, связывающие компоненты потока массы q_x и q_z с компонентами касательного напряжения на ложе $(\tau_{xy})_b$ и $(\tau_{yz})_b$, толщиной льда h и градиентами $\partial h/\partial x$ и $\partial h/\partial z$. Предполагая, что имеется соотношение между потоком и касательным напряжением на ледниковом ложе, основанное на законе скольжения и позволяющее исключить касательные напряжения, двумерное уравнение неразрывности

$$\partial q_x/\partial x + \partial q_z + \partial h(x, z, t)/dt = b(x, z, t)$$

дает третье соотношение, которое связывает толщину льда с балансом массы b. Это уравнение можно решить численно и найти толщину h в каждой точке ледника как функцию времени, исходя из некоторого начального распределения, например повсюду равного нулю.

Расмуссен и Кемпбелл нашли стационарные профили для модельного долинного ледника при заданном значении баланса массы и при разных значениях вязкости льда и различных законах скольжения. Модельный ледник состоял из двух частей: верхней части с углом нак-

лона 30° и нижней части с углом наклона 8°, связанных гладкой переходной частью. Поперечные сечения имели U- образную форму. Расмуссен и Кемпбелл определили также тот путь, по которому ледник приходит в стационарное состояние при изменении баланса массы. Кроме того, они промоделировали изменение толщины льда во время пульсаций (гл. 13), введя на некоторый период времени величину донного скольжения.

В анализе Расмуссена и Кемпбелла предполагается, что

$$(\partial^2/\partial x^2)\int_0^h u\,dy = \int_0^h (\partial^2 u/\partial x^2)\,dy$$

и аналогичное состояние для w. Это приближение оправдано для горных ледников, но не для ледниковых щитов.

Модель Махаффи

Эта модель [319] представляет собой обобщение на трехмерный и нестационарный случай метода, использованного для вычисления профилей ледниковых щитов [уравнение (9.8)]. Система координат дана на рис. 12.9. Предполагается, что ледник или ледниковый щит деформируются в плоскости xz, так что единственными ненулевыми компонентами тензора скоростей деформации служат $\dot{\varepsilon}_{xy}$, $\dot{\varepsilon}_{yz}$, а единственными ненулевыми компонентами девиатора напряжений $-\tau_{xy}$, τ_{yz}, откуда следует, что $\sigma_x = \sigma_y = \sigma_z$. Кроме того, пред-

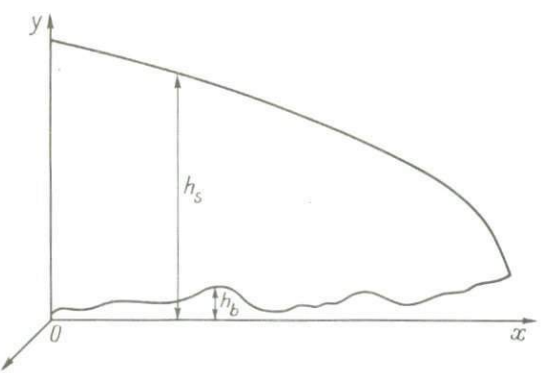


Рис. 12.9. Система координат в модели Махаффи.

полагается, что $\partial\sigma_y/\partial y \gg \partial\tau_{xy}/\partial x$, $\partial\tau_{yz}/\partial z$. Тогда уравнения равновесия приводят к виду

$$\partial\sigma_x/\partial x + \partial\tau_{xy}/\partial y = 0,$$

$$\partial\sigma_y/\partial y = \rho g,$$

$$\partial\tau_{xz}/\partial y + \partial\sigma_z/\partial z = 0.$$

Граничные условия на верхней поверхности $y = h$ состоят в том, что величина σ_y равна атмосферному давлению (предполагаемому равным нулю) и что касательного напряжения нет. Решение второго уравнения следующее:

$$\sigma_y = \sigma_x = \sigma_z = -\rho g(h_s - y). \tag{12.36}$$

Если компоненты наклона поверхности $\partial h_s/\partial x$ и $\partial h_s/\partial z$ малы, значения τ_{xy} и τ_{yz} станут приблизительно равными касательным компонентам в плоскостях, параллельных поверхности. Тогда граничные условия примут вид $\tau_{xy} = \tau_{yz} = 0$ при $y = h_s$. Решения первого и третьего уравнений следующие:

$$\tau_{xy} = -\rho g(h_s - y)(\partial h_s/\partial x), \tag{12.37}$$

$$\tau_{yz} = -\rho g(h_s - y)(\partial h_s/\partial z). \tag{12.38}$$

При дополнительном предположении $\partial u/\partial y \gg \partial v/\partial x$ реологический закон принимает вид:

$$\partial u/\partial y = 2A(\tau_{xy}^2 + \tau_{yz}^2)^{(n-1)/2}\tau_{xy}. \tag{12.39}$$

Подставляя значения τ_x и τ_{yz} из уравнений (12.37) и (12.38) в уравнение (12.39) и интегрируя последнее уравнение дважды по y, получим

$$q_x(x, z, t) = -2\bar{A}(n+2)^{-1}(\rho g)^n \alpha^{n-1}(\partial h_s/\partial x)h^{n+2} +$$

$$+ hu_b(x, z, t),$$

где $h = h_s - h_b$ – толщина льда, $\alpha = \{(\partial h_s/\partial x)^2 + (\partial h_s/\partial z)^2\}^{1/2}$ – угол наклона поверхности в направлении течения, u_b – скорость скольжения и $\bar{A}$ – осредненный по глубине параметр реологического закона, предполагаемый одним и тем же при всех значениях x и z. Аналогичное соотношение имеется и для q_z.

Уравнение (12.35) дает третье соотношение, связывающее h и компоненты q. Эти три уравнения решаются численно. Входными

данными служат $h_s(x, z, 0)$, $h_b(x, z)$, $b(x, z, t)$ и $u_b(x, z, t)$. Предположение малости нормальных компонент тензора скоростей деформации по сравнению с касательными компонентами не выполняются в центре и на краю ледникового щита, что, однако, не приводит к серьезным ошибкам. Это предположение нарушается также при больших наклонах или если скольжение составляет бóльшую часть общего движения. Однако некоторое скольжение на краю ледникового щита всегда должно быть, поскольку именно оно поддерживает поток льда, достаточный для обеспечения наступания щита.

Эта модель рекомендована для исследования роста и распада ледниковых куполов, если только топография ледникового ложа не слишком груба. Модель использовали для прогноза поведения в будущем ледникового купола Барнеса на острове Баффин и реконструкции роста Лаврентийского ледникового щита во время последнего оледенения.

Модели Бадда — Йенссена

В модели Бадда — Йенссена [78] рассматривается не весь ледник, а его единичное сечение вдоль линии тока; для учета поперечных напряжения и скорости введен коэффициент формы. Принимаются во внимание продольные градиенты напряжения; этим данная модель отличается от рассмотренных выше и от теории Ная. Исходным соотношением служит уравнение (6.51)

$$< \tau_b > = \rho g < h\alpha > + 2G, \tag{12.41}$$

где τ_b — касательное напряжение на ложе, h — толщина льда, α — угол наклона поверхности, ρ — плотность льда, g — ускорение свободного падения, а угловые скобки означают осреднение по горизонтальному расстоянию порядка $4h$. Продольный градиент напряжения определяется как

$$G = (\partial/\partial x)(h\sigma'_x). \tag{12.42}$$

x-координата направлена вдоль линии тока, y — координата направлена по вертикали, σ'_x — продольная компонента девиатора напряжений, осредненная по толщине. Чтобы выполнялось соотношение (12.41), углы наклона поверхности и ледникового ложа должны быть малы. Кроме того, предполагается, что $< \tau_b >$ равно $\bar{\tau}_b$, где черта означает осреднение по расстоянию порядка $20h$. Поскольку пола-

гают, что $\overline{G} = 0$ (гл. 6), то

$$< \tau_b > = \widetilde{\tau}_b = \rho g h \alpha . \qquad (12.43)$$

Бадд и Йенссен использовали два существенных предположения.

1. При осреднении по горизонтальным расстояниям порядка $20h$ и по толщине $\dot{\varepsilon}_{xy} >> \dot{\varepsilon}_x$; деформация льда подчиняется степенному реологическому закону с параметрами A и n.

2. При осреднении по горизонтальным расстояниям порядка $4h$ и по толщине $\dot{\varepsilon}_x >> \dot{\varepsilon}_{xy}$; реологический закон имеет вид

$$\dot{\varepsilon}_x = B \operatorname{sh}(\sigma_x' / \sigma_0), \qquad (12.44)$$

где величины B и σ_0 – постоянные. Это соотношение представляет собой обобщенный реологический закон; Бадд и Йенссен утверждают, что в этом виде реологический закон применим для более широкого диапазона напряжения, чем обычный степенной. Более того, обобщенным реологическим законом следует пользоваться еще и потому, что он гарантирует численную устойчивость [81, 58].

Из первого предположения следует, что если U – скорость, осредненная по толщине льда, то при условии нулевой скорости скольжения

$$\widetilde{U} = 2A (n+2)^{-1} (\rho g \overline{h} \alpha)^n \widetilde{h},$$

и, следовательно,

$$\rho g \overline{h} \alpha = \{(n+2) \overline{U} / (2A\overline{h})\}^{1/n}. \qquad (12.45)$$

Из второго предположения следует, что

$$\sigma_x' = \sigma_0 \operatorname{arcsh}(< \partial U / \partial x > / B),$$

и, используя уравнение (12.42),

$$< G > = \sigma_0 (\partial / \partial x) \{< h > \operatorname{arcsh} (< \partial U / \partial x > / B). \qquad (12.46)$$

Подставляя величины из уравнений (12.43), (12.45) и (12.46) в уравнение (12.41), получим

$$\{(n+2) \overline{U} / (2A\overline{h})\}^{1/n} = \rho g < h \alpha > + 2\sigma_0 (\partial / \partial x) \{< h > \operatorname{arsh}(< \partial U / \partial x > / B)\} \qquad (12.47)$$

В случае долинных ледников, чтобы можно было учесть сопротивление бортов долины, в первое слагаемое правой части последнего уравнения вводится коэффициент формы так, как это сделано в уравнении (6.58).

Уравнение неразрывности (12.1) для заданного сечения Бадд и Йенссен пишут в форме

$$(\partial/\partial x)(sW < U > h) = W(b - \partial h/\partial t), \qquad (12.48)$$

где W – ширина сечения и s – коэффициент формы, выбираемый с расчетом, чтобы sWU равнялось величине WU, осредненной по сечению. Для ледникового щита W интерпретируется как расстояние между двумя линиями тока.

Численный метод состоит в решении итерациями уравнения (12.47) относительно U при данных значениях h. Соответствующее значение $\partial h/\partial t$ и, следовательно, значение h в следующий момент времени могут быть вычислены из уравнения (12.48), поскольку величина b предполагается заданной. После этого вычисляют новые значения U. Подобная процедура повторяется для каждого момента времени и для разных сечений. Модель устойчива в том смысле, что, если b не меняется во времени, ледник в конечном результате приобретает стационарное состояние. Использование фиксированных значений параметров реологического закона означает, что температура всюду одна и та же.

Основные ограничения модели следующие. Чтобы добиться устойчивости численной схемы, при вычислениях приходится сглаживать данные по некоторому временному интервалу. Поскольку при таком сглаживании могут исчезать некоторые особенности поведения ледников, которые действительно реально существуют, а отнюдь не являются вычислительными артефактами, может оказаться, что учет продольных градиентов напряжения не приводит к повышению точности. Поэтому рассмотренная модель может оказаться сложнее, чем это требуется для описания поведения реальных ледников. Трудно оправдать использование различных реологических законов для продольных и касательных компонент тензора напряжений. При этом выбранные значения констант не согласованы между собой. В табл. 12.1 приведены для сравнения значения скоростей деформаций, получаемые из двух реологических законов в широком диапазоне изменения приложенного напряжения. Закон гиперолического синуса дает абсурдно высокие значения скоростей деформации, причем отношение $\dot{\varepsilon}_x / \dot{\varepsilon}_{xy}$ лежит в пределах от 40 до 10^{12}. Поэтому модель чрезмерно преувеличивает значимость продольных напряжений, что может сделать нереальным любой численный прогноз, полученный на ее осно-

Таблица 12.1. Реологические законы, используемые в модели Бадда — Йенссена

Напряжение, кПа	Скорость деформации, год $^{-1}$	
	степенной закон	закон гиперболического синуса
10	0,0006	0,23
50	0,0034	1,75
100	0,19	9,52
200	1,07	269
300	3,00	$7{,}5 \cdot 10^{3}$
1000	60	10^{14}

ве. Более того, выбранные значения параметров степенного закона для напряжения в 100 кПа дают значение скорости деформации, равное 0,2 год $^{-1}$ или $6 \cdot 10^{-9}$ с $^{-1}$. Как следует из рис. 3.5, это соответствует температуре льда, равной 0°С. Таким образом, рассмотренная модель уместна для ледников умеренного типа, но тогда становится нереальным предположение об отсутствии скольжения.

Бадд и Йенссен использовали свою модель для изучения реакции большого долинного ледника Федченко, расположенного в Средней Азии, на изменения его баланса массы. Профили подстилающей поверхности и баланса массы, идущие вдоль центральной линии, аппроксимировались некоторыми гладкими кривыми. Рассматривались три типа возмущений толщины льда: повсеместно одинаковое увеличение, локальное увеличение в верхних 10 км ледника и синусоидальные возмущения разной амплитуды и с различной длиной волны. Вычисления показывают, что профиль поверхности меняется до тех пор, пока она не достигнет стационарного состояния. Бадд использовал модифицированный вариант модели для иллюстрации поведения ледника во время пульсации (гл. 13). Аллисон и Красс [22] использовали модифицированную модель Бадда для оценки недавнего изменения климата в Ириан-Джайа (Индонезия) по измерениям скорости отступания двух ледников. Такое моделирование демонстрирует тип задач, которые можно решать с помощью численного моделирования течения ледников.

Совместное моделирование течения льда и переноса тепла

Поскольку скорость деформации льда зависит от температуры и поскольку течение льда переносит тепло, уравнения, описывающие течение льда и перенос тепла, следует решать совместно. Перенос тепла не рассматривался ни в одной из описанных выше моделей. Поэтому эти модели применимы, строго говоря, только к ледникам умеренного типа. Холодные ледники можно включить в рассмотрение, приближенно полагая, что параметры реологического закона соответствуют некоторой средней температуре. Полный анализ, будучи сложным, проводился лишь в небольшом числе случаев. Кларк [92], используя полную, но чрезвычайно упрощенную модель, исследовал, может ли подвижка ледника иметь тепловой механизм. До сего времени наиболее смелой и полной была модель Йенссена [247]. Он использовал трехмерную численную модель для изучения разрастания Гренландского ледникового покрова. Учитывалась потеря массы на откалывание айсбергов и таяние при повторном замерзании на ложе. Результаты расчетов нереальны, поскольку при счете использовался большой размер ячеек (200 × 100 км). Тем не менее такой тип моделей следует развивать, что позволит решить важные проблемы роста и распада ледниковых покровов.

13. Пульсации ледников

Из чьего чрева выходит лед?

Книга Иова

Введение

Отдельные примеры быстрых наступаний ледников были известны по крайней мере с начала текущего столетия. Ледник, не проявляющий признаков особой активности в течение многих лет, начинает вдруг быстро двигаться, а его поверхность превращается в хаотическое скопление остроугольных блоков и трещин. Типично, что лед в нижней части ледника продвигается на несколько километров за три-четыре месяца *или, самое большое,* за два-три года. Быстрая подвижка затем внезапно прекращается. Это совершенно не похоже на обычное наступание, когда конец ледника может продвинуться вперед лишь на несколько метров за год. На рис. 13.1 и 13.2 показан один и тот же ледник непосредственно до и после подвижки.

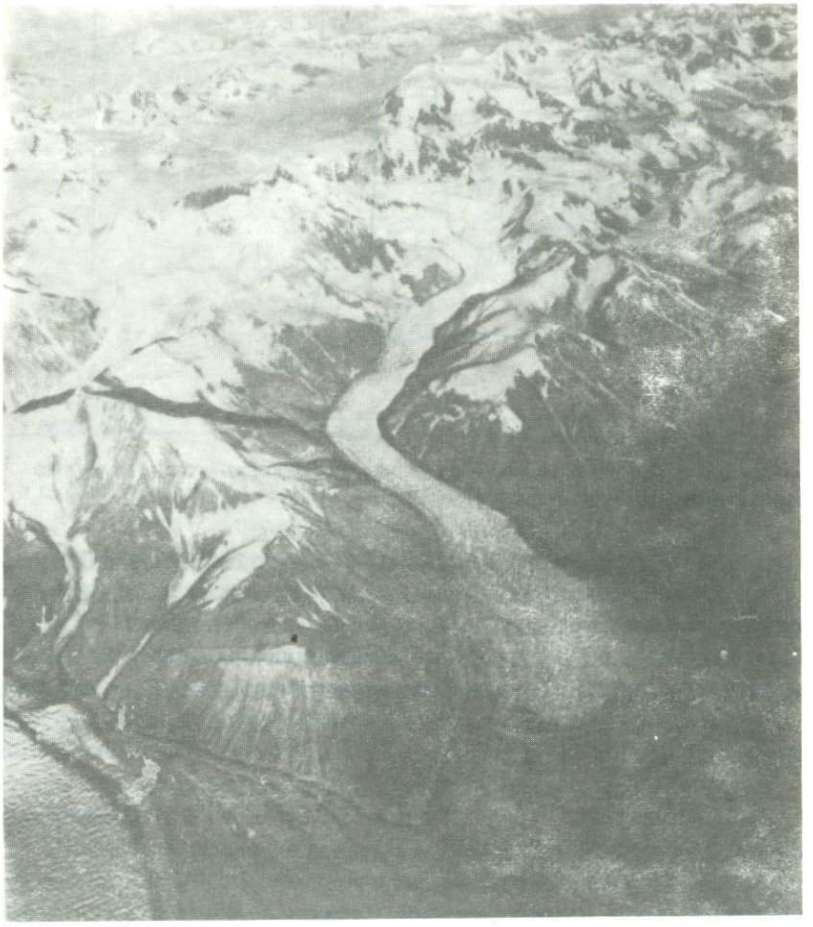
Такое поведение ледника часто называют *катастрофической подвижкой,* а среди журналистов популярно название "скачущие ледники". Предпочтительнее применять термины *пульсация* или *подвижка,* а ледники, на которых бывают такие пульсации, называть *пульсирующими ледниками.* До того как начинается подвижка (пульсация), ледник на протяжении нескольких километров от своего конца часто представляет собой неподвижный лед, покрытый толстым слоем морены. Этот лед во время подвижки возобновляется и сильно утолщается, а граница между активным и неподвижным льдом смещается вниз. Но этот активный край может и не перейти за пределы ранее неподвижного льда. Поэтому говорить о наступании бывает не всегда правильно.

Хотя наблюдения последних лет показали, что ледниковые пульсации случаются чаще, чем считали прежде, это все же редкое событие. Чаще пульсация завершается через один-два года, и пульсирующие ледники обычно находятся в удаленных районах. Кроме того, поверхность ледника во время подвижки становится недоступной. По этим причинам подробных измерений сделано мало. Установлено, что пульсации на одном и том же леднике повторяются через одина-

Р и с. 13.1. Ледник Варигейтед на Аляске в начале пульсации (29 августа 1964 г.).

Фото Остина Поста, Геологическая служба США.

ковые промежутки времени, что большие скорости продвижения вызываются быстрым скольжением, что пульсации вызываются неустойчивостью внутри ледника, а не внешними причинами, что пульсирующие ледники встречаются лишь в некоторых районах и что даже в этих районах пульсируют только отдельные ледники. Природа внутренней неустойчивости, непосредственная причина пульсации, огромные величины скорости и особое географическое распространение пульсирующих ледников – все это остается неясным. Были выдвинуты различные теории, однако все они недостаточны для исчерпывающего объяснения.

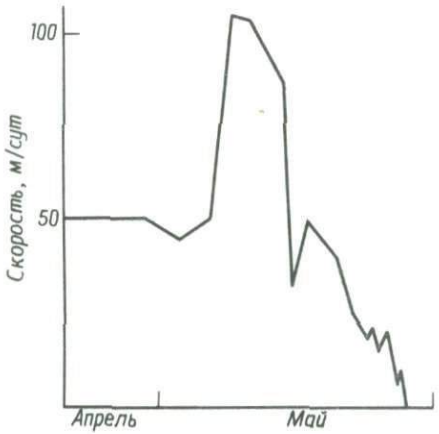


Р и с. 13.2. Ледник Варигейтед на Аляске в конце пульсации (22 августа 1965 г.).

Фото Остина Поста, Геологическая служба США.

Описание ледниковых пульсаций

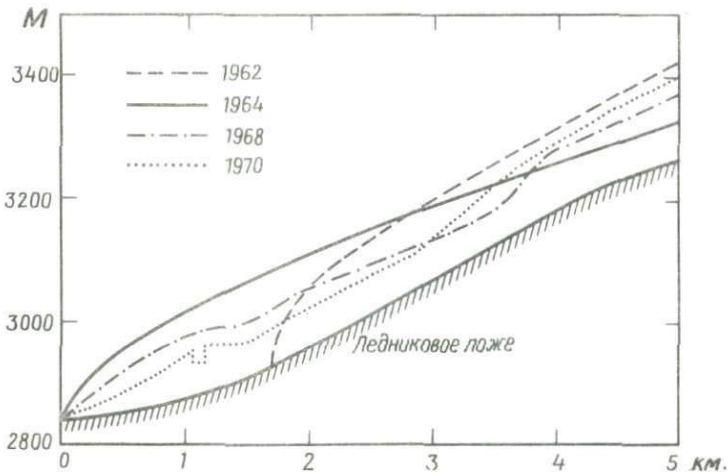
Наиболее изученный и единственный пульсирующий ледник, наблюдения на котором велись в течение всего периода между пульсациями, – это ледник Медвежий на Памире в Средней Азии [5–7]. Этот ледник пульсировал в 1963 и 1973 гг.; каждый период пульсации длился около трех месяцев. Ледник Медвежий площадью 25 км^2 начинается



Р и с. 13.3. **Скорость активного конца ледника Медвежьего на Памире во время пульсации ледника [118].**

на высоте 5500 м и спускается до 2850 м над уровнем моря. Область аккумуляции ледника отделяется от языка ледопадом; язык лежит в узкой долине. Его длина около 8 км, ширина изменяется от 400 до 700 м, толщина – от 100 до 200 м и средний уклон около 5°. Температура льда на глубине 10 м непосредственно ниже ледопада равна $-0{,}9^{\circ}$C. Пульсации происходят только в пределах языка, который целиком относится к области абляции.

Во время пульсации наблюдались следующие характерные черты. Неподвижный лед у конца ледника был вовлечен в движение и перекрыт надвигавшимся льдом. Новый конец активно движущегося льда меньше чем за два месяца продвинулся на 1,5 км со скоростью, доходившей до 105 м/сут; движение, судя по кривой рис. 13.3, было крайне неравномерным. На рис. 13.4 профили 1962 и 1964 гг. показывают поверхность ледника до и после пульсации. Поверхность в верхней части языка понизилась на 100 м, тогда как в его нижней части повысилась на 150 м. Увеличение объема льда в нижней части языка оказалось приблизительно равным уменьшению объема в его верхней части. У подошвы ледопада, верхнего предела области, захваченной подвижкой, образовался большой поперечный разлом в котором лед нижней по течению части сместился вниз почти на 80 м по вертикали. Непрерывные разломы 10-метровой ширины, по-видимому достигающие ложа, протягивались по обеим сторонам ледника. Остатки льда оставались примерзшими к стенкам на склонах долины.



Р и с. 13.4. Продольный профиль ледника Медвежьего в разные годы [119]. Ледник пульсировал в 1963 и 1973 гг. [118].

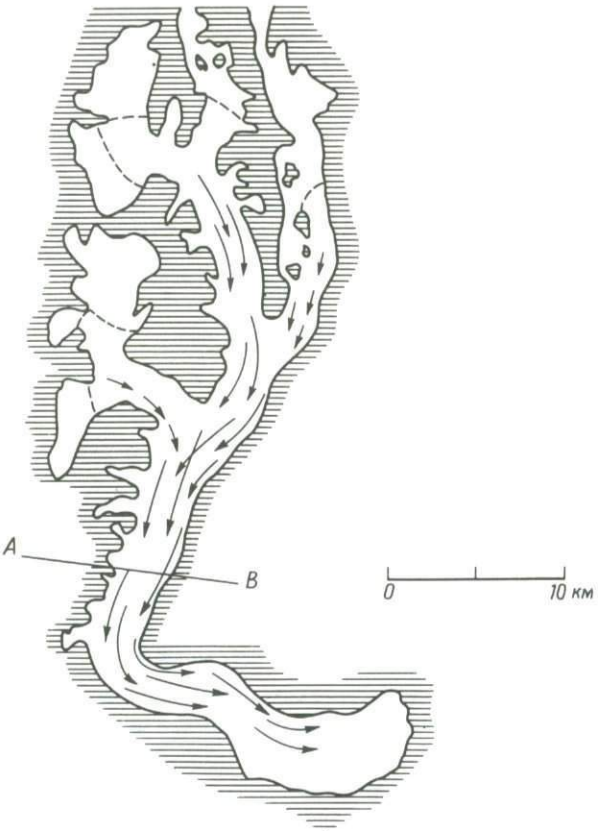
Быстрое перемещение большого объема льда из зоны оттока в зону выноса* служит характерной чертой ледниковой пульсации. Обычным является изменение высоты поверхности на 50 м, на Медвежьем оно доходило до 100 – 150 м. Зоны оттока и выноса не соответствуют областям аккумуляции и абляции. Пульсации нередко охватывают лишь область абляции, как на леднике Медвежьем. Перелом уклона между крутой верхней частью и слабо наклоненным языком, по-видимому, часто служит пределом области, подвергающейся пульсации.

Общее смещение каждой части ледника Медвежьего и распределение скоростей во время пульсации достаточно подробно изучено не было**. Однако некоторые сведения известны и по другим ледникам. На рис. 13.5 показаны векторы смещения льда за время пульсации ледника Мулдроу на Аляске. Лед в окрестности поперечного сечения AB, границе между зонами оттока и выноса, двигался наиболее быстро. Однако колебания величины смещения вдоль по леднику были неболь-

---

* Английским терминам "reservior area" и "receiving area" в советской гляциологической литературе соответствуют: *зона оттока* и *зона выноса*, вошедшие в гляциологический словарь (Л., Гидрометеоиздат, 1984). – *Прим. ред.*

** В недавно вышедшей монографии (Долгушин и Осипова, 1982), обобщающей выполненные на леднике Медвежьем исследования, приводятся более подробные данные, – *Прим. ред.*



Р и с. 13.5. Ледник Мулдроу на Аляске.
Векторы смещения льда в течение пульсации [420]. Пунктир — верхняя граница участка захваченного пульсацией.

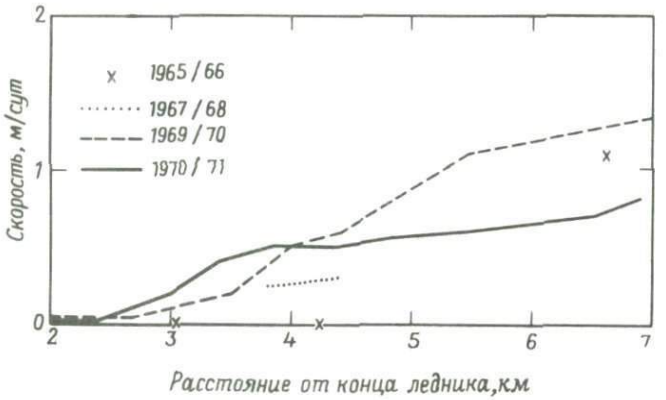
шими. Стенли [492] наблюдал то же время пульсации ледника Стил на территории Юкон в Канаде.

Скорости льда во время пульсаций в 10, а то и в 100 раз больше обычных у спокойно движущихся ледников. Поскольку деформация льда не может привести к таким большим скоростям, они должны быть результатом быстрого скольжения всей массы льда по ложу. Во время пульсаций наблюдаются волны увеличенной толщины и скорости. По всей длине языка ледника Медвежьего во время его пульсации проходило четыре волны высотой от 50 до 70 м и длиной около 2 км. Это

расстояние в 4 раза больше смещения самого льда [7]. Согласно Майеру и Посту [333], в некоторых частях пульсирующих ледников поверхность сначала поднимается, а затем опускается – это также свидетельствует о прохождении волны. Во время пульсации ледника Муллроу участок максимальной скорости, выше которого лед испытывал растяжение и был сильно разбит трещинами, а ниже сжат и утолщен, смещался вниз по леднику со скоростью, в несколько раз превышающей скорость течения льда [187]. При пульсации ледника Тикке в Британской Колумбии, которая продолжалась четыре года, быстрое движение в первый год ограничивалось верхней половиной ледника, во второй год движение захватывало верхние три четверти его длины, в третий год оно наблюдалось в нижней половине и в четвертый год – только в нижней четверти длины ледника [333, рис. 2].

К концу подвижки профиль поверхности ледника явно отличался от профиля при устойчивом состоянии. Нижняя часть языка стала неподвижной, но верхняя часть зоны оттока начала восстанавливаться почти немедленно. После подвижки скорости на нижних 5 км ледника Медвежьего уменьшились до 10 – 20 мм/сут, тогда как уменьшение толщины льда вследствие стаивания пошло со скоростью 7 м/год, что способствовало быстрому сглаживанию разбитой поверхности. В то же время непрерывное течение по ледопаду обеспечивало приток льда к верхней части ледника и вызывало его утолщение. В 1965 г., через 2 года после подвижки, ледник непосредственно ниже ледопада утолщался на 15 – 20 м/год. Если принять в расчет скорость таяния, то это будет означать, что скорость поднятия достигает 25 м/год, намного больше возможной в нормальных ледниках. Такое утолщение делает профиль ледника более крутым и выпуклым, а крутая часть продвигается вниз по леднику (рис. 13.4). В какое-то время профиль поверхности ледника достигает критической крутизны и начинается следующая пульсация.

На рис. 13.6 даны кривые, показывающие горизонтальную составляющую скорости течения льда, измеренную в разное время между пульсациями ледника Медвежьего в 1963 и 1973 гг. Видно, что неподвижный лед как будто возобновил движение, но скорость в каждой точке достигает максимума, а затем начинает уменьшаться. Например, лед в 4,2 км от конца был неподвижным в 1965/66 г., но в 1967/68 г. двигался со скоростью 0,3 м/сут. Его скорость в 1969/70 г. равнялась 0,6 м/сут и намного меньше – в 1970/71 г. Из этого следует, что связанная с утолщением (рис. 13.4) волна увеличенной ско-



Р и с. 13.6. Ледник Медвежий.

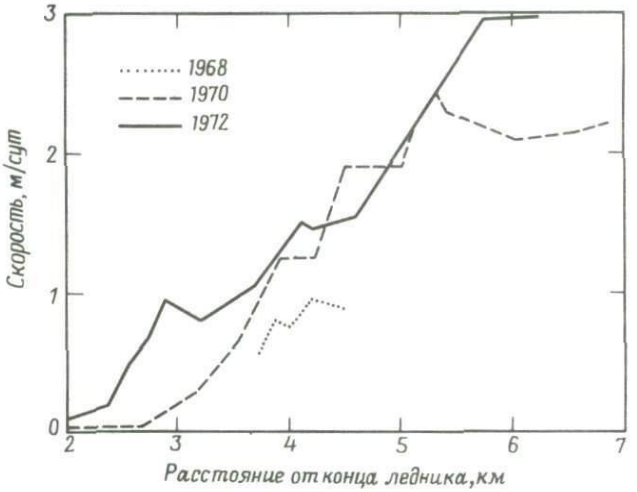
Горизонтальные составляющие средней годовой скорости в разные годы. Ледник пульсировал в 1973 г. [5] с дополнительными данными [4].

рости в стадию восстановления* движется вниз по леднику. Зона, утолщения, двигавшаяся быстрее, чем лед, оставляла за собой зону растяжения, разбитую трещинами.

Тот факт, что летняя скорость ледника Медвежьего много больше средней годовой скорости (рис. 13.7), заставляет предположить, что ледник скользит по ложу, по крайней мере летом, также и в период между пульсациями. Более того, скорость скольжения со временем возрастала. Биндшадлер и др. [58] наблюдали то же на леднике Варигейтед, пульсирующем леднике в юго-восточной Аляске (рис. 13.1 и 13.2). Они пришли к заключению, что наблюдающиеся от года к году изменения зимней скорости могут объясняться колебаниями скорости деформации вследствие изменения толщины и уклона поверхности. Скольжение же происходило в основном, если не полностью, летом и каждый год увеличивалось. Экстраполяция этого устойчивого увеличения показала, что к началу 1980-х годов, когда можно ожидать следующую пульсацию, скорость скольжения достигнет величины 1 м/сут, типичной для подвижки.

Срединные морены пульсирующих ледников имеют характерный вид. Вместо ровной линии, примерно параллельной склонам долины,

*Термин, принятый в советской гляциологической литературе. Автор называет эту фазу между пульсациями "quiescent period", т.е. периодом покоя, или спокойным периодом. — *Прим. ред.*



Р и с. 13.7. Ледник Медвежий.
Горизонтальные составляющие средней летней скорости в разные годы. Ледник пульсировал в 1973 г. [5] с дополнительными данными [4].

морены деформируются в большие луковицеобразные петли или складки. Петля образуется, вероятно, течением льда с ледника-притока, когда главный ледник замедляет движение во время восстановления. Пульсация главного ледника переносит петлю на несколько километров вниз по течению льда. После пульсации приток образует новую петлю; некоторые петли могут образоваться, кроме того, благодаря пульсациям ледника притока. Эти характерные черты положения морен в плане в соединении с далеко протянувшимся участком неподвижного льда, покрытого слоем морены, и высоко лежащими на склонах долины у конца ледника следами его экзарации (trim-line) служат признаками того, что ледник пульсировал.

Характеристики пульсирующих ледников

Пульсирующие ледники встречаются лишь в некоторых районах, но эти районы охватывают широкий диапазон климатических и геологических условий. Пост [422] нашел 204 пульсирующих ледника на западе Северной Америки, большая часть которых находилась близ границы между Аляской (США) и территорией Юкон (Канада). Их местонахождение ограничивается горами Св.Ильи, Аляскинским хребтом и частью Врангеля и Чугач. В США нет ни одного пульси-

рующего ледника за пределами Аляски, а в Канаде их нет в Береговом хребте, горах Селькирк и Скалистых горах. Пульсирующие ледники внутри какого-либо района – явление не случайное. Почти все пульсирующие ледники Аляскинского хребта находятся вдоль частей сброса Денали, а в горах Св.Ильи пульсируют многие ледники в долине Стил-Крик. Но даже в хребтах, где есть пульсирующие ледники, лишь некоторые из них пульсируют. Ледники одного и того же района пульсируют не обязательно в одно и то же время. Ледники Блек-Рэпидс и Суситна начинаются из одного и того же ледяного поля; первый пульсировал в 1936/37 г., второй – в 1953 г.

В СССР на Памире было выявлено 40 пульсирующих ледников, на Тянь-Шане – 21, на Кавказе – 7 и один на Камчатке [119]. Сообщалось о пульсациях ледников в Каракоруме, где ледник Кутьях в 1953 г. [201] продвинулся на 12 км всего за 2 месяца, в Чилийских Андах [297], Исландии [512], Восточной Гренландии [466] и в Канадской Арктике [197]. Несколько ледников и ледниковых куполов на Шпицбергене также пульсировали; один из них продвинулся на 21 км – это наибольшее продвижение пульсирующего ледника, отмеченное до настоящего времени [291, 476]. В Альпах теперь пульсирующих ледников нет, хотя они могли быть в прошлом [210].

Повторяющийся рисунок петель срединных морен на многих пульсирующих ледниках объясняется следствием повторения пульсаций через определенный промежуток времени. В табл. 13.1. приведены даты пульсаций ледников, на которых они наблюдались не менее 2 раз. Эти данные подтверждают мысль о том, что ледниковые пульсации происходят через приблизительно равные промежутки времени. Но периоды между пульсациями не точно одинаковы. Это и следует ожидать. Подвижка, очевидно, начинается, когда поверхность ледника перестраи-

Таблица 13.1. Годы пульсаций некоторых ледников

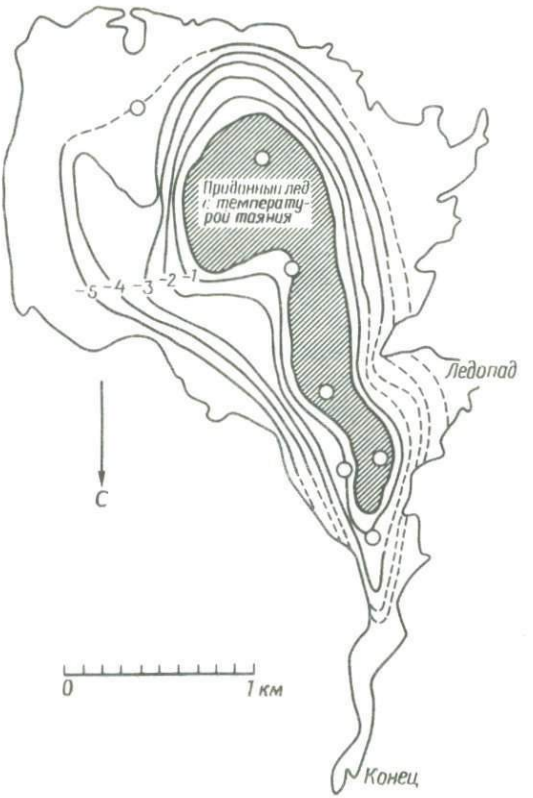
Ледник	Страна	Годы пульсации	Литература
Бруарйокуль	Исландия	1625, 1720, 1810, 1890, 1963	[512]
Кэрролл	Аляска	1919, 1943, 1966	[133]
Колка	СССР	1834, 1902, 1969	[277]
Медвежий	СССР	1937, 1951, 1963, 1973	[119]
Варигейтед	Аляска	1906, 1947, 1964	[422]

Таблица 13.2. Температура пульсирующих ледников, измеренная на 10-метровой глубине

Ледник	Страна	Температура, °С	Область	Литература
Варигейтед	Аляска	0	Аккумуляция и абляция	[57]
Блек-Рэпидс	Аляска	0	Аккумуляция	[195]
		−0,6 до −1,7	Абляция	
Стил	Канада, территория Юкон	−2 до −6	Абляция	[94]
Расти	Там же	−5 до −8	Аккумуляция и абляция	[93]
Трапридж	Там же	−3 до −8	Аккумуляция и абляция	[246]
Западное ледяное поле	Шпицберген	−0,6 до −0,9	Аккумуляция	[476]
		−8 до −10	Абляция	
Медвежий	СССР	−0,9	Абляция	[119]

вается до определенного критического состояния. Сколь длительное время требуется для этой перестройки, зависит от аккумуляции и абляции и колебаний их величины во времени. Периодичность и неодновременность поведения соседних ледников явно свидетельствуют о том, что пульсации – это результат неустойчивости внутри ледника, а не каких-либо внешних событий.

В табл. 13.2 приведены значения температуры льда на глубине 10 м, измеренные на пульсирующих ледниках во время стадии восстановления. Поскольку ледники Варигейтед и Медвежий в эти периоды скользят по своему ложу, последнее должно быть талым. По любой правдоподобной экстраполяции лед у ложа ледника Блек-Рэпидс, как и в области аккумуляции Западного ледяного поля на Северо-Восточной Земле, также должен находиться при температуре таяния. На ледниках Расти и Трапридж с достаточной тщательностью измеряли температуру льда на разной глубине и рассчитывали температуру у ложа. Рис. 13.8 построен по результатам измерений и расчетов на леднике Расти; талый лед у ложа ледника в его средней части окружен льдом, промерзшим до дна. На леднике Трапридж распределение температуры аналогично. Как именно температура меняется со временем, остается неизученным. Самым холодным из известных пульсирующих ледников можно назвать ледник Отто на северо-западе острова Элсмир [197]. Хотя температура льда здесь не была измерена, ее значения



Р и с. 13.8. Рассчитанные значения температуры у ложа ледника Расти. Изолинии в °С; кружки — места, где измерялось изменение температуры с глубиной [93].

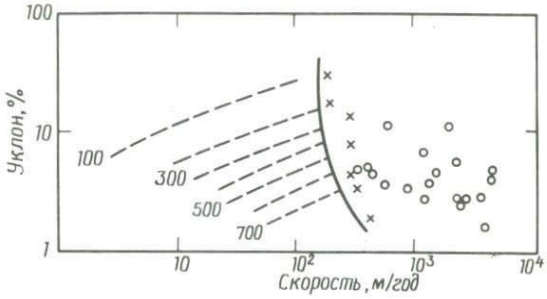
на ледниковых куполах в том же районе заставляют предполагать, что температура льда на 10-метровой глубине на части ледника, подверженной пульсациям, вероятно, лежит в пределах между –10 и –20°С. Толщина льда составляет несколько сотен метров, так что лед у ложа может находиться и при температуре таяния.

Подытоживая данные измерений температуры льда, можно сказать, что пульсируют как умеренные, так и холодные ледники. Так как большая скорость движения может быть только в результате скольжения по ложу, лед у ложа во время подвижки должен иметь температуру таяния. В период между пульсациями часть ледников (хотя и не всех) как будто остается приморожденной к ложу.

Пульсируют ледники самых разных типов и размеров. В Северной Америке они лежат в пределах между ледником Беринга длиной 200 км и безымянным ледником длиной 1,7 км. Многие пульсирующие ледники принадлежат к большим долинным ледникам с малым уклоном. Но с другой стороны, многие малые пульсирующие ледники спускаются по висячим долинам или текут по крутым склонам [422]. Скорости и смещение их концов также меняется в широких пределах. Скорости колеблются приблизительно от 100 м/сут за короткие промежутки времени и 5 км/год в течение одного-двух лет до нескольких сотен метров в год, что обычно и для некоторых нормальных ледников. Майер и Пост [333] предложили разделять пульсирующие ледники на три типа по их длине, скорости движения, общему смещению конца и уменьшению толщины в зоне оттока. Эта классификация слишком негибка; ледник Медвежий, например, относится по величине смещения конца ко II-му типу, а по скорости и понижению поверхности – к типу I. Все же эта классификация подчеркивает большое разнообразие поведения пульсирующих ледников. Трудность классификации также состоит в том, что в то время как некоторые большие ледники испытывают незначительные повышения активности, повторяющиеся через 10 лет или менее [333], у других бывают как настоящие пульсации, так и не большие подвижки [422].

Нижние участки некоторых больших выводных ледников Гренландского и Антарктического ледниковых покровов постоянно текут со скоростью, типичной для быстрых пульсаций. У конца ледника Якобсхавн в Западной Гренландии были измерены скорости порядка 10 км/год, а несколько антарктических ледников движутся со скоростями от 1 до 2 км/год. Различие между этими ледниками и пульсирующими, может быть, состоит в том, что на ледниковые покровы все время поступает достаточное количество льда и, таким образом, поддерживается высокая скорость течения, тогда как снабжение льдом в пульсирующих ледниках недостаточное.

Бадд [78] развил эту мысль. Он предположил, что за критический параметр можно принять произведение $Uh\alpha$, где U – средняя по глубине скорость течения льда по стрежню потока, h – средняя толщина по стрежню, α – средний уклон. $Uh\alpha = Q\alpha$, где Q – масса льда, проходящая в единицу времени через поперечное сечение на единицу ширины и пропорциональная также $U\tau_b$ (здесь τ_b – придонное напряжение сдвига) – величине, определяющей рассеяние тепла, происходящее вследствие потери потенциальной энергии. Если величина $Q\alpha$ достаточно велика, она вынуждает ледник двигаться очень быстро. Бадд



Р и с. 13.9. Диаграмма Бадда [76].
Средняя толщина (h) в метрах по стержню ледника как функция средней по глубине скорости на стрежне (U) и среднего уклона поверхности (α). Штриховые линии — зависимость для непульсирующих ледников; кружки — значения h для отдельных быстродвижущихся выводных ледников Гренландии и Антарктиды; крестики — то же для пульсирующих ледников; сплошная линия — кривая постоянной величины произведения $Uh\alpha$, показывает границу между медленно движущимися, непульсирующими ледниками и быстро движущимися, пульсирующими и выводными ледниками полярных ледниковых покровов.

полагает, что отток льда, необходимый для поддержания равновесия Гренландского и Антарктического ледниковых покровов достаточно велик, чтобы сохранять некоторые из главных выводных ледников в состоянии быстрого движения. С другой стороны, поток льда, необходимый для поддержания в равновесном состоянии обычных ледников, может постоянно подаваться с нормальной скоростью. Подача льда для поддержания баланса пульсирующих ледников должна иметь промежуточную величину, слишком большую для переноса нормальным течением, но слишком малую для постоянного поддержания быстрого движения. Ледник поэтому колеблется между двумя состояниями. Рис. 13.9 дан с целью пояснения высказанных соображений. Кривая постоянной величины произведения $Uh\alpha$ отделяет нормальные ледники от больших выводных ледников; точки, соответствующие пульсирующим ледникам, лежат между ними. График включает только семь пульсирующих ледников; для подтверждения предположенной закономерности нужно, конечно, гораздо больше точек.

Были предложены различные объяснения пульсаций; о некоторых мы скажем ниже. Однако ни одно из объяснений нельзя принять как исчерпывающее. Возникают два основных вопроса: что именно вызывает пульсацию и каковы причины крайне больших скоростей скольже-

ния? Географическое распределение пульсирующих ледников также нуждается в объяснении. С механизмом начала пульсации связан также вопрос о том, в каком месте ледника она начинается; ответ на этот вопрос зависит от определения. Общепринято полагать, что в в некоторой точке на леднике в какое-то время скорость внезапно увеличивается от нормальной до присущей леднику при пульсации и быстрое движение затем интенсивно распространяется вверх и вниз по леднику. Момент, когда скорость достигает такой величины, отмечает начало пульсации. Наблюдения на ледниках Медвежьем и Варигейтед показывают, однако, что летом скорость скольжения, все убыстряясь, возрастает в течение нескольких лет до пульсации; возможно, скорость никогда не увеличивается внезапно. Кроме того, величина, рассматриваемая как скорость, во время пульсации, из-за больших различий должна определяться для каждого отдельного ледника. За начало пульсации может быть принято также начальное появление больших трещин. Этого, однако, недостаточно, так как согласно Долгушину и Осиповой [119], новые трещины образовывались в верхней части зоны оттока в течение двух лет, непосредственно следующих за окончанием подвижки. Главная проблема, связанная с большой скоростью скольжения, состоит в объяснении, как это начинается. Раз лед движется со скоростью порядка 1 км/год, теплота трения на ложе обеспечивает таяние достаточного количества льда, чтобы ледник смог отделиться от ложа и создались бы условия для пульсации, если только вода не стечет слишком быстро.

Тектоническая активность

Тарр и Мартин [500, с. 168 – 197] наблюдали пульсации девяти ледников на юге Аляски между 1900 и 1910 гг. и объясняли их как происходившую с запаздыванием реакцию ледников на сход лавин во время большого землетрясения 1899 г. На поверхность ледников обрушивались массы снега и льда, что и вызвало подвижки. Надежных свидетельств того, что большие лавины тогда действительно сходили, нет. Кроме того, два из этих ледников вытекают из широких бассейнов; маловероятно, что лавины могли обрушить на них значительное количество снега. Представляется также, что зависимость между пульсациями ледников и землетрясениями, включая сильное землетрясение 1964 г., когда, как известно, некоторые ледники были засыпаны массой обломков скальных пород, в этом регионе очень мала как в пространстве, так и во времени [421]. По изложенным причинам эта теория в настоящее время не признается.

Так как почти все пульсирующие ледники Аляски лежат вдоль частей тектонического разлома Денали, предполагается какая-то связь между пульсациями ледников и тектонической активностью. Однако вдоль этого разлома нет никаких новейших движений. 150-километровый участок разлома Фэаруэдзер в юго-восточной Аляске занят ледниками. И хотя землетрясение 1958 г. вызвало смещение земной поверхности до 6 м вдоль этого разлома, ни один из этих ледников не пульсировал [422].

Необычно высокий поток геотермического тепла также принимали за причину ледниковых пульсаций. В качестве возможного предмета в пользу этого предположения выдвигали местоположение пульсирующих ледников Исландии в районе активного вулканизма. Но с другой стороны, ни один ледник, расположенный на вулканах в западной части Северной Америки, не пульсировал. Пост [422] предположил что форма этих ледников исключает образование зон накопления и оттока льда.

Неустойчивость при ползучести

Скорость деформации льда при данном напряжении увеличивается с температурой. Таким образом, небольшое увеличение скорости деформации из-за повышенного выделения при этом тепла, а следовательно, и температуры, приводит к дальнейшему увеличению скорости деформации. Это система с положительной обратной связью. Такой процесс называется *неустойчивостью при ползучести*. Робин [445] предположил, что этот процесс может вызвать пульсацию, но не исследовал условия, при которых она может произойти. Обсуждалась также возможность неустойчивости при ползучести в мантии Земли [339].

Робин предположил также, что неустойчивость при ползучести может нагреть лед на ложе ледника, первоначально примерзший до точки плавления. Когда ледник начинает скользить, скорость его увеличится и размер его изменится. Робин считал, что к концу периода пульсации текущий вниз холодный лед в конечном счете приведет к примерзанию льда к ложу. Недавние сведения о пульсациях многих умеренных ледников показывают, что термический механизм нельзя применить ко всем пульсирующим ледникам. Таким образом, если неустойчивость при ползучести вызывает пульсации лишь холодных ледников, должен действовать не один, а и другие механизмы ледниковых пульсаций.

Кларк и др. [95] подробно анализировали причины неустойчивости при ползучести в ледниках и ледниковых покровах. а Патерсон и

др. [409] применили тот же анализ к особым проблемам пульсаций. Моделью служил обычный кусок льда в форме параллелепипеда, лежащий на наклонной плоскости и деформирующийся под действием собственного веса. Передача тепла составляющей течения льда, перпендикулярной поверхности, принималась в расчет, но продольным потоком тепла пренебрегали. Рассматривалось лишь уравнение передачи тепла; динамикой льда также пренебрегали. Анализ показал, что масса льда становится неустойчивой, когда параметр устойчивости превышает некоторую критическую величину. Параметр устойчивости пропорционален отношению между скоростью выделения теплоты деформации и скоростью, с которой эта теплота проводится к границам параллелепипеда. Течение льда вниз относительно поверхности, как это происходит в области аккумуляции, стремится увеличить устойчивость, тогда как течение вверх, как это происходит в области абляции, уменьшает ее. Кларк и др. нашли потенциальную неустойчивость и области аккумуляции, и области абляции ледника или ледникового покрова. Однако рассчитанное время, за которое может проявиться неустойчивость, лежит в пределах от 100 до 1000 лет для ледников и в 10 раз превышает этот предел для больших ледниковых покровов. Поскольку типичный промежуток времени между пульсациями колеблется от 10 до 100 лет, неустойчивость при ползучести не может быть вероятной причиной пульсации холодных ледников. Вопрос об устойчивости больших ледниковых покровов остается открытым.

Кэри и др. [91] использовали ту же модель, а также данные о скорости аккумуляции и абляции, температуре поверхности, толщине льда и уклоне поверхности приблизительно в 350 точках на поверхности Гренландского ледникового покрова и в 400 точках в Антарктиде. Они пришли к выводу, что оба ледниковых покрова устойчивы, за исключением, быть может, Земли Уилкса в Восточной Антарктиде, где неточность данных делает результат неопределенным.

Юен и Шуберт [566] проанализировали устойчивость, включая взаимодействие между течением льда и передачей тепла. Однако они рассматривали только горизонтальные составляющие скорости. Так как для передачи тепла важное значение имеет вертикальная составляющая, пренебрежение ею трудно оправдать. Включение ее, однако, сделало бы анализ чрезвычайно сложным.

Другие термические механизмы

Шютт [476] указал, что на ледниковых куполах Северо-Восточной Земли центральное ядро льда с температурой плавления окружено коль-

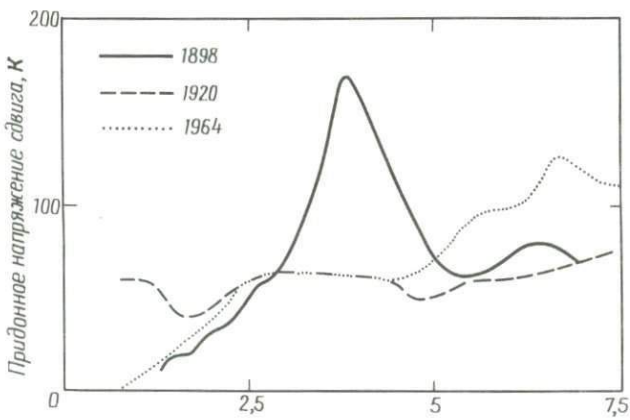
цом льда, промороженного до ложа. Он предположил, что пульсации происходят, когда лед из центрального ядра прорывается через внешнюю преграду, но не объяснил, как это происходит. Предположение Шютта можно применить к ледникам с распределением температуры, подобным на леднике Расти (рис. 13.8). Распространяется ли область придонного таяния на леднике Расти до конца ледника, что было бы необходимо перед пульсацией, неизвестно. Мюллер [76, рис. 10] по измерениям температуры на 10-метровой глубине и в трех глубоких скважинах оценил, что температура льда ледника Уайт на острове Аксель-Хейберг распределяется так же, как и в леднике Расти. Ледник Уайт не пульсирует. Таким образом, распределение температуры нельзя считать условием пульсаций ледника Расти.

Кларк [94] полагал, что термический механизм может определять периодичность и продолжительность пульсаций холодных ледников. Два противоборствующих процесса управляют продолжительностью пульсации: теплота трения расплавляет лед у ложа и поддерживает быстрое скольжение, в то время как утончение льда в зоне оттока увеличивает температурный градиент в толще льда. Увеличивающийся градиент температуры способствует потере тепла ледником и понижению температуры у ложа, которая падает, наконец, ниже точки плавления, и пульсация прекращается. Тогда лед в зоне оттока начинает утолщаться, что уменьшает температурный градиент. Наконец, лед у ложа вновь достигает точки плавления, и начинается следующая пульсация. Кларк показал численным моделированием, что периодические циклы быстрого скольжения и относительного покоя поддерживаются при условии сильной зависимости скорости скольжения от количества воды на ложе, с некоторыми ограничениями, связанными в основном с температурой поверхности, толщиной льда и геотермическим потоком тепла. В этой модели температура на ложе близка к температуре таяния лишь в том случае, когда $T/h = GK$, где T – температура поверхности, h – толщина льда, G – поток тепла на ложе, K – теплопроводность льда. Кларк полагал, что такие условия могут встретиться лишь в некоторых местах. Своей моделью он объяснял не случайное географическое распределение пульсирующих ледников.

Основной недостаток этого и других моделей термических механизмов состоит в том, что они в лучшем случае могут объяснить лишь некоторые пульсации, а именно те, которые происходят на холодных ледниках.

Изменения придонного напряжения сдвига

Майер и Пост [333] предположили, что пульсация начинается, когда придонное напряжение сдвига в сечении с крутым уклоном поверхности, образующим границу между активным и неподвижным льдом, достигает некоторой критической величины; при этом быстрое движение распространяется вверх и вниз по леднику. Данные по леднику Финстервальдера (Шпицберген) на рис. 13.10 принимаются в качестве подтверждающих эту мысль [457]. Рассчитанное придонное напряжение сдвига в 4 км от конца ледника в 1898 г. достигало исключительно высокого значения – 170 кПа, а в 1920 и 1964 гг. оно составляло лишь 60 кПа. Между 1898 и 1910 гг. ледник время от времени пульсировал. Однако в расчетах были использованы значения толщины льда и уклона поверхности, осредненные на расстоянии 500 м, или около 3,5 толщины льда. Это расстояние слишком коротко, чтобы можно было исключить влияние продольного градиента напряжений (гл. 6). Осреднение на расстоянии, в 10 и 20 раз большем толщины льда, исключает необычно высокое значение расстояния от конца ледника, и напряжения сдвига. Придонное напряжение сдвига на леднике Медвежьем за год до пульсации не было обычно высоким [4], особенно если в формуле для напряжения использовать фактор формы, который Войтковский опустил. Некоторые параметры, помимо придонного напряжения сдвига, например



Р и с. 13.10. Ледник Финстервальдера.
Рассчитанное придонное напряжение сдвига как функция расстояния от конца за разные годы. Ледник пульсировал временами между 1898 и 1920 гг. [457].

давление воды у ложа, могли бы в равной мере оказаться критическими.

Вертман [543] предположил, что добегание кинематической волны до нижней части ледника может достаточно увеличить придонное напряжение сдвига и привести к пульсации. Более точно нельзя рассчитать, так как пульсирующие ледники в общем далеки от устойчивого состояния, и поэтому теория малых возмущений Ная, описанная в гл. 12, не применима. Вертман рассмотрел также возможность прохождения кинематических волн в слое воды на ледниковом ложе. Пальмер [398] показал, что видоизмененная теория кинематических волн, в которой зависимость между потоком льда и его толщиной не одна и та же когда течение льда ускоряется и когда оно замедляется, может объяснить неустойчивый характер течения, напоминающий пульсацию. Применима ли такая двухзначная зависимость к ледникам, не известно.

Вода на ложе

Вертман [550] предположил, что пульсация начинается, когда толщина водной пленки на ложе становится достаточной, чтобы она могла покрыть те выступы на ледниковом ложе, которые представляют собой основные препятствия при скольжении льда по ложу. Как показывает уравнение (7.4), высота этих эффективных препятствий зависит от степени шероховатости ложа и обратно пропорциональна напряжению сдвига на ложе. Пульсация может начаться, когда в результате утолщения льда и увеличения крутизны наклона поверхности напряжение сдвига на ложе увеличится настолько, что высота эффективных препятствий станет сравнимой с толщиной слоя воды. Если быстрое движение началось, вода, прибавляющаяся вследствие теплоты трения, может поддерживать скольжение в течение некоторого времени. Пульсация прекращается, когда придонное напряжение сдвига падает до значения, при котором размер соответствующих эффективных препятствий становится больше толщины водной пленки. Вертман показал, что для работы этого механизма ледниковое ложе должно быть более гладким, чем это обычно бывает. Кроме того, должны быть соблюдены условия: придонный лед имеет температуру таяния, ледниковое ложе водонепроницаемое и вода течет ровным тонким слоем, а не по сети каналов. (гл. 8). Согласно расчетам Вертмана, толщина слоя воды увеличивается с длиной ледника. Таким образом, этот механизм способствует пульсациям больших ледников.

Изложенная теория имеет два основных недостатка: во-первых, трудно объяснить пульсации тех ледников, длина которых меньше 10 км, если у них нет очень гладкого ложа, и, во-вторых, рассматривается только вода, образующаяся на ложе, что может быть лишь во время пульсации. Однако на стадии восстановления количество талой воды, притекающей с поверхности и достигающей ложа, намного превосходит то ее количество, которое образуется при донном таянии. Поверхностные талые воды способствуют скольжению, как показывает увеличение скоростей в течение лета на ледниках Варигейтед и Медвежьем.

Робин и Вертман [457] предположили, что если бы вода была захвачена под какой-то частью ледника, она в конечном счете затопила бы ложе и началось бы быстрое скольжение. Предложенный механизм захвата воды равносилен обратному градиенту давления воды у ледникового ложа.

Как было показано в гл. 8, Вертман полагал, что толщина подледной водной пленки неодинакова. Вода выдавливается от верхних по течению сторон выступов ложа, так как нормальное давление льда там выше среднего. Таким образом, слой воды будет очень тонким и бóльшая часть ее протечет между выступами. Так как среднее давление по вертикали на ледниковом ложе должно быть равным давлению вышележащей толщи льда P_i, а давление на верхних сторонах выступов превышает эту величину, то в местах, где протекает вода, оно должно быть меньше P_i. Следовательно, в слое текущей воды давление в среднем меньше P_i. Кроме того, вследствие увеличения давления на верхних по течению сторонах с увеличением придонного напряжения сдвига τ_b можно написать, что

$$P_w = P_i - R\tau_b, \qquad (13.1)$$

где P_w – среднее давление в слое воды, а множитель R зависит в основном от степени шероховатости ложа.

В гл. 8 было показано также, что направление течения воды на ложе ледника определяется градиентом потенциала Φ – совокупности градиентов давления воды и потенциальной энергии силы тяжести. Если вода течет в направлении оси x, уравнение (8.14) принимает вид

$$d\Phi/dx = \rho g\,[dh_s/dx + 0{,}1\,(dh_b/dx)], \qquad (13.2)$$

где ρ – плотность льда, g – ускорение силы тяжести, а h_s и h_b – вертикальные координаты поверхности ледникового ложа. При выводе этого уравнения давление воды было принято равным давлению вышележащего льда. Теперь мы должны это уравнение переписать так:

$$d\phi/dx = \rho g[\, dh_s/dx + 0{,}1\ (dh_b/dx)] - R\, d\tau_b/dx, \qquad (13.3)$$

где мы приняли шероховатость ледникового ложа однородной. Вода течет в направлении отрицательной величины $d\phi/dx$, где x – расстояние от конца ледника вдоль линии течения. Таким образом, если

$$d\tau_b/dx > R^{-1}\, \rho g\{\, dh_s/dx + 0{,}1\ (dh_b/dx)\}, \qquad (13.4)$$

т.е. если величина τ_b увеличивается довольно быстро с расстоянием от конца, то вода потечет вверх по течению ледника в *зону накопления*, в которой уравнение (13.3) станет тождеством и градиент потенциала равным нулю. Вода, текущая с вышележащей части ледника, также будет захвачена в этой зоне. Здесь, наконец, начнется быстрое скольжение, и оно будет распространяться вверх и вниз по леднику.

Робин и Вертман применили эту теорию к леднику Финстерваль-дер на Шпицбергене. Кривыми на рис. 13.10 показаны рассчитанные изменения τ_b с расстоянием x. Авторы пришли к выводу, что неравенство (13.4) хорошо удовлетворяется между 3 и 4 км от конца ледника при условии, что шероховатость ложа находится в пределах величин, которые Кэм [257] считает правдоподобными. Однако, как было сказано, рассчитанные значения τ_b, а также $d\tau_b/dx$ слишком велики, так как толщина льда и поверхностный уклон были осреднены на слишком коротком расстоянии. Кроме того, теория Вертмана о течении воды на ледниковом ложе будет отражать действительность только в том случае, когда слой воды имеет слабую связь с основной водной системой. При непосредственном соединении давление воды будет определяться, по крайней мере частично, притоком воды и особенностями дренажной системы в целом. Согласно, теории Робина – Вертмана, предполагается, что вода накапливается постоянно, поэтому скорость скольжения также постоянно увеличивается. Наблюдения на леднике Варигейтед показали, что такое увеличение происходит лишь летом, от одного лета к другому, при слабом скольжении или его отсутствии зимой. Расхождение вызвано тем, что в этой теории пренебрегли поверхностным таянием.

Захват воды представляется возможным спусковым механизмом для начала пульсации. Механизм захвата воды по Робину – Вертману представляется сомнительным. В некоторых случаях может быть и термический барьер.

Робин и Вертман предложили также модель течения, воспроизводящую изменения продольного профиля ледника во время восстановления. Однако они приняли, что подобные изменения целиком зависят от аккумуляции и абляции, считая несущественным фактор притока льда. Это конечно, неверно, так как на некоторых ледниках пульсация ограничивается лишь областью абляции.

Численная модель пульсации Бадда

Бадд [76] предложил численную модель, отображающую поведение пульсирующих ледников. Она представляет собой видоизменение модели Бадда и Йенссена, описанной в гл. 12. Если высота подледного ложа и скорость аккумуляции и абляции вдоль стрежня ледника известны, модель Бадда – Йенссена позволяет рассчитать горизонтальные составляющие скорости и толщину льда в зависимости от времени. Они в конечном счете дают определенные значения величин при данных скоростях аккумуляции и абляции. Вычисления, использующие эту видоизмененную модель, приводят к некоторым профилям ледникового ложа и распределениям баланса массы не при конечном устойчивом состоянии, а при периодически повторяющемся состоянии, напоминающем пульсацию.

Основные изменения модели Бадда – Йенссена состоят в новых граничных условиях на ложе и введении скольжения. Принятый механизм пульсации выражает положительную обратную связь между скоростью скольжения и "водной смазкой" ледникового ложа. Увеличение скорости скольжения увеличивает скорость рассеяния энергии и, таким образом, количества талой воды на ложе, а это приводит к дальнейшему усилению скольжения. Граничные условия на ложе включаются в этот механизм следующим образом. Скорость рассеяния механической энергии была принята равной $F\rho gh\alpha U$, где ρ – плотность льда, g – ускорение силы тяжести, h – толщина льда, α – уклон поверхности, U – горизонтальная составляющая скорости, осредненная по глубине, F – коэффициент формы, введенный для учета приблизительного влияния склонов долины (гл. 6). Напряжение

сдвига в каждой точке ложа выражено равенством

$$\tau_b = \langle \tau_b \rangle + (\tau^* - \langle \tau^* \rangle), \tag{13.5}$$

где знак $\langle\ \rangle$ означает осреднение по длине ледника, а

$$\tau^* = F\rho g h \alpha / (1 + \Psi F \rho g h \alpha U); \tag{13.6}$$

а введенная величина Ψ – выбранный параметр, называемый *коэффициентом трения при смазке*. Под этим выражением подразумевается, что наибольшее ослабление напряжения сдвига оказывается в местах, где больше всего выделяется тепла. Общее условие механического равновесия требует, чтобы

$$\int_0^L \tau_b \, dx = \int_0^L F\rho g h \alpha \, dx, \tag{13.7}$$

где L – длина ледника. В уравнениях (13.5) и (13.6), не имеющих какого-либо теоретического или экспериментального обоснования, отражено отличие придонного напряжения сдвига в любой точке от его среднего значения по всему леднику на величину, зависящую от скорости рассеяния механической энергии. Скорость движения льда представляет собой равнодействующую внутренних деформаций и скольжения по ледниковому ложу. Скорость, обязанная деформациям, дается обычным выражением

$$u = k (F \rho g h \alpha)^n h, \tag{13.8}$$

где n – показатель степени реологического закона, принимаемый равным 2,5, а k – постоянная. Бадд принимает, что составляющая скорости продольного напряжения $\dot{\varepsilon}_x$ определяется исключительно скоростью скольжения u_b при изменениях u, имеющих пренебрежимо малое значение. Таким образом,

$$\dot{\varepsilon}_x = \partial u_b / \partial x. \tag{13.9}$$

Принимается также, что величина $\dot{\varepsilon}_x$ пропорциональна продольной составляющей девиатора напряжений σ'_x, осредненной по толщине льда:

$$\dot{\varepsilon}_x = \sigma'_x / 2\eta, \tag{13.10}$$

где η – еще один подобранный параметр, названный *параметром вязкости*, термином, вызывающим недоумение, так как деформации льда из определения скорости продольного растяжения-сжатия здесь

исключаются. Уравнение градиента продольного напряжения (12.41)

$$-2(\partial/\partial x)(h\sigma_x') = F\rho gh\alpha - \tau_b . \qquad (13.11)$$

Из (13.9) и (13.10) находим, что

$$-4(\partial/\partial x)(h\eta\partial u_b/\partial x) = F\rho gh\alpha - \tau_b . \qquad (13.12)$$

Скорость скольжения вычисляли по этому уравнению. Более подробно со схемой расчетов читатель может ознакомиться по оригиналу [76].

Исходные данные – высота ледникового ложа, скорости аккумуляции и абляции вдоль стрежня ледника и коэффициент формы, позволяющий учесть поперечное сечение долины. В результате расчета получаем длину ледника, его продольный профиль, максимальную скорость и место, где она должна быть в зависимости от времени. Бадд нашел, что в некотором диапазоне значений скоростей аккумуляции и абляции при соответствующем выборе подходящих параметров η и Ψ модель оказывалась в состоянии постоянных колебаний, в которых продолжительные периоды отступания прерывались через определенные промежутки времени короткими периодами быстрых наступаний.

Эта модель показывает, что положительная обратная связь между скоростью скольжения и "водной смазкой" на ложе может привести к неустойчивому состоянию, напоминающему пульсацию. Это не доказывает, что именно такой механизм служит причиной пульсаций ледников. Не проливает она света и на механизм водной смазки. Влияние поверхностного таяния, которое, как известно, приводит к большим изменениям скорости скольжения, также в этой модели игнорируется.

Бадд и Макиннес [79] нашли значения η и Ψ, при которых модель давала наилучшее совпадение периода между пульсациями, максимальной скорости скольжения и положения конца языка для нескольких пульсирующих ледников. Они установили, что найденные ими значения параметра вязкости дают величину продольных деформаций, действительно наблюдающихся в пределах напряжений, измеренных на ледниках. Это вызывает удивление, потому что скорость продольных деформаций определяется по градиенту скорости скольжения (13.9), и поэтому параметр вязкости не связан с деформацией льда. Кроме того, значения, известные для ледников Медвежьего (150 кПа) и Бруарйокуля (17 кПа), когда масса льда имела

температуру таяния, отличаются на порядок. Бадд и Макиннес [80] установили также, что значения коэффициента трения при водной смазке дают действительно наблюдающийся коэффициент трения, согласующийся с полученным в лабораторных экспериментах по скольжению льда, проведенных Барнсом и др. [39]. Однако шероховатость поверхности в лабораторных опытах имела масштаб 1 мкм примерно на четыре порядка меньше, чем при скольжении ледников. Отвод воды при лабораторных опытах также не имел ничего общего с дренажной сетью на ледниковом ложе. Поэтому соответствие, найденное Баддом и Макиннесом, представляется случайным. Тот факт, что модель при подобранных параметрах дает правдоподобные численные значения, не доказывает правильности лежащих в ее основе допущений.

Обобщение и перспективы исследований

Подвижка ледника – это период крайне быстрого скольжения, в течение которого большой объем льда переносится из зоны оттока в концевую часть ледника. Подвижки ограничиваются нижней частью многих ледников; на других – они охватывают ледник в целом. В стадию восстановления (период покоя) течение с очень высокой скоростью поднятия увеличивает толщину верхней части области, охватываемой пульсацией, в то время как нижняя часть остается неподвижной и утончается в результате стаивания. Кроме того, граница между активным и неподвижным льдом продвигается вниз по леднику. Подвижка начинается, когда продольный профиль ледника достигает критического состояния. Почему при такой форме профиля начинается быстрое соскальзывание льда по ложу, не ясно. Быстрому скольжению предшествует, по-видимому, накопление воды на ложе. Причина, почему вода может скапливаться под ледником, не установлена. Нет сведений о пульсациях какого-либо ледника, который был бы постоянно промерзшим до своего ложа. Пульсации происходят на одном и том же леднике через более или менее одинаковые промежутки времени. Они определяются временем, необходимым для приобретения продольным профилем критической формы, что зависит от площади ледника и скоростей аккумуляции и абляции. Части пульсирующих ледников, по крайней мере некоторых из них, скользят и на стадии восстановления. Скорость скольжения из года в год увеличивается, во всяком случае в области быстрого

увеличения толщины. Скорость и ее возрастание гораздо сильнее летом, чем зимой (рис. 13.6 и 13.7). Из этого следует, что скорость скольжения определяется преимущественно формой продольного профиля, в то время как талая вода оказывает важное, но меньшее по своему значению влияние.

Возросшее понимание сущности ледниковых пульсаций служит предпосылкой к полному выяснению их причин. "Спусковой механизм" и причины очень высоких скоростей скольжения будут оставаться неясными до тех пор, пока мы не узнаем, сколько воды имеется на ледниковом ложе, где она скапливается и как вытекает. Изучение как скольжения, так и пульсаций страдало в прошлом избытком теорий и скудностью подробных наблюдений. Это положение теперь исправляется.

Наблюдения за ледниковыми пульсациями в течение полного цикла, какие были сделаны на леднике Медвежьем, – это первый существенный шаг. Необходимо, однако, знать многие детали, особенно касающиеся измерения толщины льда, распределения скоростей и его изменений во время пульсации. Должны быть использованы новейшие методы исследования, такие как измерение подледного давления воды в буровых скважинах, измерение короткопериодных колебаний скорости скольжения подледным фотографированием в буровых скважинах или применение телевидения и радиолокации, которые помогут обнаружить подледную воду. В работах, ведущихся на леднике Варигейтед, применяют некоторые из этих методов. Так же следует изучать пульсирующие ледники в разных климатических зонах. Должна быть выяснена роль изменений температуры при ледниковых пульсациях путем измерений в буровых скважинах. Подробные измерения должны быть сделаны и на одном или двух из быстродвижущихся выводных ледников в Гренландии и Антарктиде.

Дополнительная литература

Canadian Journal of Earth Sciences, **6**, No. 4, part 2, 1969, – 26 статей о пульсациях ледников, их обсуждение и ценное обобщение того, что к тому времени было известно о пульсирующих ледниках.

14. Тепловой баланс и климатология ледников

И холод и зной, и лето и зима,
и день и ночь не прейдут

Книга Бытия

Введение

Связь между ледниками и климатом представляет широкий интерес. Климат и вместе с ним физические свойства льда определяют распространение и поведение ледников. Морены и другие ледниковые отложения служат показателем пределов ледников в разные моменты времени в прошлом; они дают основание для суждений о климатах прошлого. Связь между ледниками и климатом, однако, много сложнее, чем кажется с первого взгляда. Многообразные звенья в этой связи представлены в упрощенном виде на рис. 14.1. Штриховые линии указывают возможные взаимодействия: климат влияет на температуру льда и таким образом на течение ледника без изменения баланса его массы. Может наблюдаться и обратная связь: ледник изменяет собственный местный климат. А баланс массы следующего года может непосредственно зависеть от баланса массы предыдущего независимо от погоды вследствие характера ледниковой поверхности. В конце года с необычно большим отрицательным балансом массы обнажаются значительные площади льда выше среднего положения границы питания. В следующий год после стаивания зимнего снега эти площади будут поглощать больше солнечного тепла, чем обычно, и это уменьшит баланс массы. Подобным образом из-за наличия фирна на более низких высотах, чем обычно, после года с очень большим положительным балансом массы сократится стаивание.

Связь между ледниками и климатом можно исследовать с разной степенью подробности. Хойнкес [210], например, связывает первую и последнюю стадии (рис. 14.1). эмпирически. Он нашел, что для каждого года между 1891 и 1965 г. доля наступавших швейцарских ледников была тесно связана с климатическим индексом, зависящим от частоты пяти разных типов погоды (зимняя погода морского типа, холодные вторжения весной, летняя погода муссонного типа,

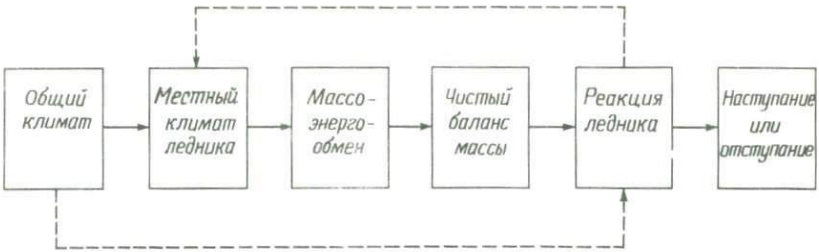


Рис. 14.1. Звенья связи между положением конца ледника и климатом [330].

антициклональная погода летом, хорошая погода в сентябре). Другой подход сводится к нахождению связи между балансом массы ледника и метеорологическими параметрами по стандартным наблюдениям на сети станций. Проводились статистические проработки разной степени сложности. Мартен [320], например, сопоставил способом множественного регрессивного анализа баланс массы двух ледников Французских Альп с годовыми осадками в Сен-Сорлене и средней летней температурой в Шезале – по двум метеостанциям, лежащим в пределах 15 км от ледников. Изменения этих параметров объясняют 73% колебаний баланса массы ледника Сен-Сорлен и 89% колебаний баланса ледника Сарени. Такие связи имеют интерес для целей прогноза, но ничего не говорят о физических причинах, управляющих наступаниями или отступаниями ледников. Чтобы их понять, нужно рассмотреть отдельные звенья связи, показанной на рис. 14.1.

Разберем прежде всего различие между "общим" и "местным" климатом. Общий климат относится к средним условиям на большой площади, о чем можно судить, например, по наблюдениям сети метеорологических станций. Местный климат, который может сильно отличаться от общего, определяет условия на леднике и ближайшей к нему местности. Некоторые ледники обязаны своим существованием именно особенностям местного климата. На Полярном Урале в карах и на подветренных склонах накапливается достаточное количество снега, чтобы могли образоваться ледники, хотя теоретическая "снеговая линия" проходит над самыми высокими вершинами [117]. Майер [331] приводит поразительный пример двух соседних ледников с совершенно разным местным климатом. Ледник Клаватти на северо-западе США состоит из двух параллельных потоков почти одинаковых размеров. Они соединяются близ конца, а выше разделены низким скалистым хребтом. Ледники были сняты в 1947 и 1961 гг. Между

этими съемками толщина северного потока уменьшилась в среднем на 8,3 м, тогда как толщина южного увеличилась в среднем на 5,3 м. Поскольку эти величины свидетельствуют о различиях в объемах двух потоков, они не могут быть просто результатом возможных различий реакции ледников. Значения аккумуляции и абляции должны были, очевидно, сильно различаться на этих ледниках за прошедшее время. Следовательно, на каждом потоке был свой местный климат.

Атмосфера над ледником служит источником или приемником тепла и влаги. Снегопад, метелевый снег, а в некоторых случаях и лавины определяют величину аккумуляции. Замерзание капель дождя и отложение инея редко имеют значение. Таяние и последующий сток талой воды – это главные причины абляции почти на всех ледниках. Бывают и исключения. Линклеттер и Уорбёртон [293] оценивают долю инея и изморози в питании шельфового ледника Росса (Антарктида) в 5 – 10%. Испарение снега иногда играет важную роль в высоких широтах [42, 196]. Мёсер [341] описывает небольшой ледник в Трансантарктических горах, где абляция происходит целиком за счет испарения снега.

Положение конца некоторых ледников определяется и другими факторами помимо климата. Почти вся абляция Антарктического ледникового покрова определяется откалыванием айсбергов; понижение уровня моря привело бы к наступанию края льда. Ледники, оканчивающиеся в фиордах, часто ведут себя аномально; мели и мысы служат якорями для языков таких ледников. Небольшое отступание от некоторого устойчивого положения может привести к катастрофическому отколу льда и быстрому отступанию до следующей якорной точки. Не связаны с климатом и пульсации ледников, рассмотренные в гл. 13. На ледниках лавинного питания климатические факторы оказывают лишь косвенное влияние, поскольку они определяют размеры и частоту схода лавин. Эти случаи здесь не рассматриваются.

Процесс аккумуляции сравнительно прост и был изложен в гл. 2. Для понимания процесса абляции благодаря таянию мы вынуждены рассмотреть пути, по которым поверхность ледника получает или теряет тепло, чтобы иметь возможность измерить или рассчитать приход и потерю тепла в разных условиях погоды. Теория процессов теплообмена сложна и противоречива, а измерения в поле также представляют некоторые трудности. Первая часть главы и описывает эти вопросы. Затем мы рассмотрим более широкую тему связи между климатом и балансом массы. Реакция ледников, т.е. вопрос о том, как

и когда изменения баланса массы сказываются на конце ледника, был разобран в гл. 12.

Излучение абсолютно черного тела

Любое тело, если только его температура не равна абсолютному нулю, излучает электромагнитную энергию в окружающее его пространство. Тело, поглощающее всю падающую на его поверхность лучистую энергию, называется *абсолютно черным телом*. Это не значит, что такое тело имеет черный цвет; снег ведет себя как черное тело в инфракрасной части спектра. Интенсивность радиации, испускаемой абсолютно черным телом (т.е. таким, которое полностью поглощает излучение всех длин волн), зависит только от температуры. Поток радиации F определяется законом Стефана – Больцмана:

$$F = \sigma T^4, \qquad (14.1)$$

где T – абсолютная температура, а σ – постоянная Стефана – Больцмана, имеющая величину $5{,}7 \cdot 10^{-8}$ Вт/м$^{-2}$К$^{-4}$. Радиация слагается из волн разной длины. Длина волны максимальной энергии λ_m (пик спектра) обратно пропорциональна Т.

С достаточным приближением можно принять, что поверхность Солнца и поверхность Земли ведут себя как абсолютно черные тела. Солнце имеет эффективную температуру около 6000 К и λ_m около 0,5 мкм; эта длина лежит в видимой части спектра. Эффективная температура Земли несколько меньше 300 К, и λ_m около 10 мкм лежит в инфракрасной части спектра. Имеется небольшое перекрытие между спектрами солнечной и земной радиации; 99% солнечной радиации лежит в пределах длин волн между 0,15 и 4 мкм, в основном в видимой части спектра, тогда как 99% земной радиации лежит в инфракрасной части между 4 и 120 мкм. Эти две полосы спектра относятся к коротковолновой и длинноволновой радиации.

Тепловой баланс земной поверхности

Солнце – основной источник всего тепла, получаемого Землей. Количество энергии, падающей по нормали на внешнюю поверхность земной атмосферы на среднем расстоянии Земли от Солнца, называется *солнечной постоянной*. Ее величина равна приблизительно 1400 Вт/м^2. Земная поверхность всегда получает меньшее количество энергии, потому что часть радиации рассеивается обратно в про-

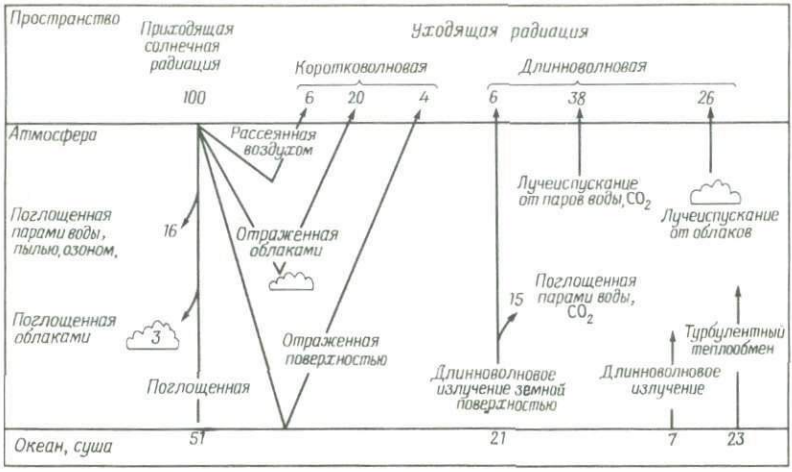
странство, часть поглощается облаками, водяным паром и озоном в атмосфере. Кроме того, часть радиации, падающей на поверхность, отражается; как велико это отражение, зависит от характера поверхности.

Земная поверхность испускает длинноволновую радиацию. Часть ее уходит в пространство, остаток поглощается водяным паром и углекислым газом в атмосфере – это так называемый *парниковый эффект*. Облака, водяной пар и углекислый газ также испускают длинноволновую радиацию. Часть ее уходит в пространство, часть вновь поглощается атмосферой, часть возвращается к земной поверхности. Поскольку Земля ведет себя по отношению к инфракрасному *излучению как абсолютно черное тело, в действительности* вся длинноволновая радиация, достигающая ее поверхности, поглощается.

Еще два процесса участвуют в обмене тепла между земной поверхностью и атмосферой – турбулентный тепло- и влагообмен. Если поверхность холоднее воздуха непосредственно над ней, то вследствие турбулентной передачи тепла она нагревается, а если теплее – охлаждается отдавая тепло нижнему слою воздуха. Кроме того, поверхность нагревается за счет теплоты конденсации водяных паров и теряет тепло при испарении влаги. Количество тепла, участвующего в этих процессах, увеличивается с усилением турбулентного перемешивания.

На рис. 14.2 представлена схема теплового баланса. Так как на ней показаны средние годовые значения, поглощенная солнечная радиация уравновешивается уходящим потоком длинноволновой радиации вместе с потерей явного (вследствие остывания поверхности) и скрытого (вследствие таяния и испарения) тепла. За короткие промежутки времени эти величины не балансируются, поэтому изменяется температура поверхности, тают снег и лед или замерзает вода. Временами чистый поток длинноволновой радиации и турбулентные составляющие баланса направлены к поверхности, а не от нее в пространство, как показано на схеме. Для поверхности снега и льда доля солнечной радиации, отражающейся обратно в пространство, много больше, чем показано. Около 30% тепла уходит с земной поверхности в пространство в виде длинноволновой радиации.

Если горизонтальной передачи тепла не происходит, по закону сохранения энергии в любой точке поверхности и в любой момент времени



Р и с. 14.2. **Средний годовой тепловой баланс атмосферы и земной поверхности на 100 единиц приходящей солнечной радиации. По обобщенным наземным наблюдениям и данным, полученным со спутников [517].**

$$\Delta G + M = R + H - L_v E + L_f P, \qquad (14.2)$$

где ΔG – приход тепла в вертикальном столбе от поверхности до глубины y, на которой вертикальный теплообмен становится пренебрежимо малым; M – расход тепла на таяние снега и льда; если талая вода замерзает в снежном покрове, этот член представляет приход тепла и тогда он становится отрицательным; R – радиационный баланс (определяется ниже); H – теплообмен с атмосферой, происходящий вследствие молекулярной (пренебрежимо малой) и турбулентной теплопроводности; если воздух теплее, чем поверхность, величина H положительна; если поверхность теплее воздуха, H становится отрицательной; L_v – удельная теплота испарения ($2{,}5 \cdot 10^6$ Дж/кг); E – испарение с поверхности, если давление паров воды уменьшается с высотой; в обратном случае происходит конденсация и величина E становится отрицательной; L_f – удельная теплота плавления льда ($3{,}35 \cdot 10^5$ Дж/кг); P – жидкие осадки; тепло, приносимое дождем, пренебрежимо мало, когда поверхность талая, но может быть значительным, когда капли дождя замерзают.

Радиационный баланс

$$R = Q(1 - \alpha) + I_i - I_0 , \qquad (14.3)$$

где Q – суммарная солнечная радиация (прямая и рассеянная), α – *альбедо* поверхности (отношение отраженной радиации к падающей на поверхность), I_i – приходящая длинноволновая радиация, I_0 – длинноволновое излучение поверхности. В единицах СИ все члены уравнений (14.1) –(14.3) выражены в Вт/м². В большей части опубликованных работ они выражались в лэнгли за единицу времени: 1 лэнгли = 1 кал/см² = 41,8 кДж/м². Поток 1 лэнгли /мин = 698 Вт/м².

В задачу исследований теплового баланса входит измерение или оценка значения каждого члена в уравнении (14.2) за некоторый период времени, обычно за сезон абляции. Как это делается, изложено ниже.

Радиация

Приборы для измерения радиации описал Селлерс [479, гл. 6]. Обычно измеряют баланс коротковолновой радиации $[Q(1 - \alpha)]$ и общий радиационный баланс (R), а баланс длинноволновой радиации $I_i - I_0$ оценивают как остаточный член. Или, иначе, приходящая и уходящая длинноволновая радиация может быть измерена инфракрасными термометрами. Есть много источников ошибок при измерении радиации. Показания некоторых типов радиометров зависят от угла падения лучей и температуры воздуха. Поправки могут быть неопределенными. Проводить отсчеты по приборам во время снегопада, дождя, тумана или осаждения инея бывает очень трудно. Таким образом, измерить радиацию при всех условиях погоды невозможно; следует пользоваться расчетами.

Наибольшая сумма солнечной радиации, которую поверхность данного склона и ориентации может получить в разное время дня и года, может быть рассчитана по астрономическим данным. Долю этой суммы, рассеивающейся обратно в пространство, не достигнувшей земной поверхности, можно оценить при условии, если известно количество и тип облаков. Эта доля может быть велика, так как альбедо облаков лежит в пределах от 0,4 до 0,9. Некоторая часть солнечной радиации поглощается атмосферой. Какова величина этого поглощения, зависит от содержания в атмосфере водяных паров, но она никогда не превышает 20%. Коротковолновая радиация, полу-

чаемая земной поверхностью, достигает ее частью в виде прямой частью рассеянной облаками и атмосферой. Фовинкель и Орвиг [527] подробно излагают способы расчета этих потоков радиации. Чтобы подсчитать поглощение приходящей на земную поверхность радиации, нужно знать альбедо, которое зависит главным образом от характера поверхности. Типичные значения альбедо для свежего снега от 0,7 до 0,9, для фирна – от 0,4 до 0,6, для льда – от 0,2 до 0,4. Таким образом, свежий снег сокращает коротковолновую радиацию, поглощаемую поверхность, в два-три раза.

Расчет уходящей длинноволновой радиации прост, так как снежная или ледяная поверхности излучают в инфракрасной части спектра как абсолютно черные тела. Поток длинноволновой радиации

$$I_0 = \sigma T_s^4, \qquad (14.4)$$

где T_s – абсолютная температура поверхности, σ – постоянная Стефана – Больцмана.

Плотные облака также можно рассматривать как абсолютно черное тело. Для плотных низких облаков приходящая от них длинноволновая радиация

$$I_i = \sigma T_c^4, \qquad (14.5)$$

где T_c – абсолютная температура нижней поверхности облаков. Если она теплее поверхности (обычное состояние на ледниках умеренного климата летом), ледник получает тепло от облаков.

В других условиях для расчета величины I_i применяются различные эмпирические формулы, например уравнение Ангстрема:

$$I_i = \sigma T^4 [a - b \exp(c e)], \qquad (14.6)$$

где T и e – абсолютная температура и давление водяных паров у поверхности, а a, b, и c – эмпирические константы. Эта формула применима при ясном небе. Приходящий поток радиации принимается зависящим лишь от условий у поверхности; однако это неверно.

Приходящая длинноволновая радиация вызывается излучением облаков, водяных паров в атмосфере, углекислого газа и озона. Радиация постоянно поглощается и испускается на разных уровнях в атмосфере. Поток к поверхности зависит от количества и температуры этих составляющих на разных высотах. Вследствие того что озон находится главным образом в стратосфере, его влиянием на тепловой баланс поверхности можно пренебречь. Кроме того, облака можно рассматривать как абсолютно черные тела. Водяной

пар и углекислый газ вызывают затруднения в расчетах, так как они поглощают и испускают волны некоторой определенной длины. Для надежной оценки теплового потока нужны измерения температуры, давления и удельной влажности с помощью радиозондирования.

Приходящую длинноволновую радиацию от водяных паров при ясном небе подсчитывают путем деления атмосферы на ряд горизонтальных слоев и вычисления потока тепла от каждого в соответствии с содержанием в нем паров воды. Содержание воды в атмосфере выражается толщиной слоя, который образовался бы при осаждении всего количества водяного пара. Излучательная способность водяного пара испускать то или иное количество тепла зависит от давления, поэтому величина слоя осажденной воды должна быть приведена к нормальному давлению на уровне моря. Лучеиспускательная способность зависит также от температуры. С учетом этих факторов составляют таблицу, выражающую зависимость излучательной способности водяных паров в атмосфере от температуры и приведенного к нормальному давлению слоя осажденной воды. Расчет количества испускаемой и поглощаемой радиации углекислым газом упрощается допущением, что газ также ведет себя как черное тело в длинноволновой части спектра, в которой он поглощает радиацию. Поэтому углекислый газ близ поверхности поглощает всю длинноволновую радиацию, приходящую сверху. Таким образом, поверхность получает радиацию в этой полосе спектра лишь от слоя углекислого газа, находящегося непосредственно над поверхностью, и поток радиации зависит лишь от температуры этого слоя.

Вычисление потоков длинноволновой радиации можно упростить, пользуясь номограммами. По оси x откладывается в линейном масштабе температура, по оси y – приведенные величины содержания паров воды в атмосфере в таком масштабе, при котором площади на номограмме были бы пропорциональны потокам радиации. Если температура наносится в зависимости от нарастающей суммы послойного содержания водяных паров на разной высоте, полученной радиозондированием, определяемая площадь будет пропорциональна потоку длинноволновой радиации от водяных паров в атмосфере. Отдельная часть номограммы дает приходящую радиацию, испускаемую углекислым газом; она зависит лишь от температуры поверхности. Приходящая радиация от любых облаков, являющаяся функцией их температуры, может быть определена так же, как и радиация,

уходящая от поверхности, если известна соответствующая температура. Так определяется баланс длинноволновой радиации. Дальнейшие подробности приводятся в учебниках по метеорологии, таких как, например, учебник Халтинера и Мартина [176].

Турбулентный перенос тепла

Рассмотрим теперь перенос тепла и водяных паров в первых двух-трех метрах над поверхностью. Перенос паров воды связан с конденсацией на поверхности или с испарением с нее и, таким образом, с освобождением или поглощением скрытой теплоты. При конденсации на поверхности одного грамма водяных паров освобождается тепло, достаточное для таяния 7,5 г льда. Очевидным способом оценки этих величин было бы непосредственное измерение вертикальных потоков тепла и влаги. Однако имеющиеся инструменты не подходят для работы на ледниках из-за их непрочности и непригодности для работы при морозе и ветре, осаждении влаги и т.п. Приходится пользоваться косвенными способами измерений. Для этого нужно знать, как изменяются температура и упругость водяного пара с высотой над поверхностью. Большое влияние на конвекцию оказывает ветер, поэтому необходимо также производить измерения скорости ветра на разной высоте.

Перенос тепла конвекцией рассматривается как теплопроводность с участием турбулентного перемешивания молекул. Поэтому вертикальный поток тепла вследствие конвекции H выражается через вертикальный градиент температуры $\partial T/\partial y$ и коэффициент, определяющий интенсивность переноса тепла, известный как *коэффициент турбулентности* K_h:

$$H = K_h \rho c_p \partial T/\partial y, \qquad (14.7)$$

где ρ – плотность воздуха, c_p – его удельная теплоемкость при постоянном давлении. Молекулярная теплопроводность в атмосфере незначительна по сравнению с турбулентной и K_h в 10^5 раз больше коэффициента молекулярной теплопроводности. Величина K_h зависит от y. Если его значение известно, H можно подсчитать по измерениям T на разной высоте. Если поверхность представляет собой тающий снег или лед, ее температура неизменна и известно значение $\partial T/\partial y$; следовательно, H будет увеличиваться с повышением температуры от 0° С.

Вертикальный поток водяного пара может быть выражен подобным же образом. Вместо количества тепла в единицу объема $\rho c_p T$ мы имеем массу водяного пара m в единице объема. Вертикальный поток водяных паров можно записать как

$$E = -K_w \partial m / \partial y,$$

где K_w – *коэффициент турбулентной диффузии водяных паров*. Знак минус поставлен в соответствии со знаком при члене турбулентного влагообмена в уравнение (14.2). Если e – упругость водяных паров в атмосфере, $eM_w / m = RT$, где M_w – молекулярный вес воды, R – газовая постоянная. Но если P – атмосферное давление, M_a – молекулярный вес воздуха, а ρ – его плотность, то $PM_a / \rho = RT$. Из этого следует, что

$$m = \rho e M_w / PM_a = 0{,}623\, \rho e / P,$$

а также, что

$$E = -K_w (0{,}623 \rho / P) \partial e / \partial y. \qquad (14.8)$$

Если температура поверхности равна 0°С, упругость водяного пара у поверхности равна 611 Па. Когда давление водяного пара в воздухе меньше этой величины, происходит испарение с поверхности. И обратно, когда градиент упругости водяного пара положительный, пары конденсируются на поверхности, выделяя тепло. Тепло, получаемое поверхностью, равно $-L_v E$, где L_v – удельная теплота испарения. Если значение K_w известно, поток водяного пара можно определить из уравнения (14.8), измеряя его упругость (или абсолютную влажность) на разной высоте. Летом, когда температура воздуха выше 0°С, она благоприятствует конденсации, а когда ниже – испарению.

Конвективный перенос тепла и влаги зависит от турбулентности воздуха. Мерой турбулентности служит *коэффициент турбулентной вязкости* K_m, определяемый уравнением

$$\tau = K_m \rho \partial u / \partial y, \qquad (14.9)$$

где τ – касательное напряжение в воздухе над поверхностью, u - скорость ветра на высоте y. Уравнение (14.9) выражает закон течения жидкости с кинематической вязкостью K_m. Это уравнение подобно двум предыдущим, так как касательное напряжение можно рассматривать как вертикальный поток горизонтального количества движения.

Имеются основная полагать, что на любой данной высоте K_m, K_h и K_w приблизительно равны друг другу в атмосфере, близкой к равновесной, т.е. атмосфере в таких условиях при которых градиент температуры равен сухому адиабатическому – приблизительно 1 К на 100 м. Это допущение принимается. Тогда значение этих (приблизительно равных между собой) коэффициентов опредяляется расчетом K_m из измерений скорости ветра. Способ этого расчета теперь и рассмотрим.

Принимается, что касательное напряжение τ не изменяется с высотой над поверхностью. И теоретические соображения, и экспериментальные данные подтверждают приемлемость этого допущения, по крайней мере в пределах нескольких метров над горизонтальной поверхностью. Тогда уравнение (14.9) показывает, что

$$K_m \, \partial u / \partial y = \tau / \rho = \text{const}. \qquad (14.10)$$

Величина $(\tau/\rho)^{1/2}$ имеет размерность скорости. Она называется *скоростью трения* u_0.

Измерения показали, что в атмосфере, близкой к равновесной, так что скорость ветра u на первых нескольких метрах над поверхностью изменяется по логарифмическому закону

$$u / u_0 = k_0^{-1} \ln (1 + y / y_0), \qquad (14.11)$$

где k_0 – безразмерная константа, *постоянная Кармана*, со значением 0,4, а y_0 – *параметр шероховатости поверхности*, имеющий размерность длины.

Для определения y_0 измеряется скорость ветра в ряде точек на высотах до нескольких метров над поверхностью. Этот метод применим, если зависимость между u_1 и y близка к логарифмической. Если u_1 и u_2 – скорости ветра на высотах y_1 и y_2, уравнение (14.11), при условии что отношение y/y_0 значительно больше единицы, дает

$$\ln y_0 = (u_1 \ln y_2 - u_2 \ln y_1)(u_1 - u_2)^{-1}.$$

В табл. 14.1 приведены типичные значения y_0 для поверхностей снега и льда. Затем может быть найдено значение K_m, зависящее от y, поскольку, согласно уравнению (14.11), при $y = 0$, $u = 0$ уравнение (14.10) принимает вид

$$K_m u / y = u_0^2,$$

Таблица 14.1. Типичные значения параметра шероховатости, мм [23]

Гладкий лед	0,02
Свежий не тающий снег	0,1
Мелкозернистый тающий снег	0,7
Лед в области абляции	1 – 6
Твердый снег с застругами	11

и из уравнения (14.11)

$$K_m = k_0^2 uy/[\ln(1 + y/y_0)]^2. \qquad (14.12)$$

Температура и упругость водяного пара (абсолютная влажность) также измеряются на разных высотах. Тогда потоки тепла и водяного пара могут быть рассчитаны из уравнений (14.7) и (14.8) при допущении, что на каждой высоте значения коэффициентов K_h, K_w и K_m равны. (Это допущение можно принять лишь при условии, что скорость ветра, температура и упругость водяного пара изменяются как логарифмы высоты.) Нужные нам значения потоков тепла и влаги – это их значения у поверхности; они определяются экстраполяцией.

Скорость ветра, температура и абсолютная влажность воздуха измеряются приборами, установленными на разных уровнях на 3- или 4-метровой мачте. Термопары или термисторы размещаются парами, из которых один в каждой паре служит как смоченный термометр. Все приборы должны быть защищены от прямой солнечной радиации. Чтобы обеспечить вокруг приборов перемешивание воздуха, применяются небольшие электровентиляторы. Смоченные термометры при очень низкой температуре работают неудовлетворительно; следует применять приборы, измеряющие точку росы. Скорость ветра измеряется малыми анемометрами.

Описанный выше метод расчета потоков тепла и влаги, строго говоря, подходит для равновесной или близкой к ней атмосфере. Слой атмосферы непосредственно над ледником часто бывает очень далеким от таких условий. В первых двух метрах над поверхностью в некоторых случаях наблюдается повышение температуры на 10 или 15 К. При такой температурной инверсии атмосфера крайне устойчива и турбулентность мала. В условиях подобной устойчивости

скорость ветра, температура и упругость водяного пара могут изменяться с высотой скорее по степенной, чем по логарифмической зависимости.

Грейнгер и Листер [167] рассмотрели разные зависимости скорости ветра от высоты и сравнили их с данными полевых наблюдений. Они считают, что все же изменения по логарифмической зависимости оказываются лучшими не только для равновесной, но и для довольно устойчивой атмосферы. Согласно их заключению, логарифмическая зависимость при допущении, что три коэффициента имеют одно и то же значение, "может рассматриваться как наиболее приемлемая при наблюдениях в нижних двух метрах над поверхностью тающего льда".

Однако Краус [275] полагает, что допущение равенства трех коэффициентов почти наверняка неверно. Он вывел выражения для градиентов температуры и скорости ветра, используя параметр устойчивости, имеющий размерность длины. Для устойчивой и неустойчивой атмосферы следует пользоваться разными зависимостями. Метод, основанный на теории подобия Монина и Обухова [9], сложен, и мы отсылаем читателя к статье Крауса, в которой он подробно изложен. Краус имел дело с наблюдениями летом в области абляции ледников умеренного типа. Холмгрен [220, часть B] на основе летних измерений температуры и скорости ветра близ поверхности в области аккумуляции арктического ледникового купола считает, что теория Монина – Обухова в условиях устойчивого состояния атмосферы неприменима. Противоречия между выводами разных исследователей возникают отчасти потому, что теория Монина – Обухова разработана для однородных условий над горизонтальной поверхностью.

Короче говоря, нет общепринятого метода расчета турбулентных потоков тепла. Используются разные способы, иногда чисто эмпирические. Если все они оказываются ошибочными, эти потоки могут быть получены как остаточный член в уравнении теплового баланса (14.2).

Изменение запаса тепла в снеге и во льду

Изменение запаса тепла в единицу времени в вертикальном столбе от поверхности ледника до глубины y, на которой перенос тепла становится пренебрежимо малым (обычно около 10 м), равно

$$\Delta G = \int_0^y \rho' c \, (\partial T / \partial t) \, dy, \qquad (14.13)$$

где ρ' – плотность, c – удельная теплоемкость, T – температура и t – время. Эта величина может быть подсчитана по измерениям температуры как функции времени термисторами, установленными на разных глубинах в верхних 10 м ледника. Плотность снега со временем изменяется в результате уплотнения и замерзания просачивающейся талой воды, так что изменение плотности с глубиной должно также периодически измеряться. Значение ΔG по уравнению (14.13) может быть получено численным интегрированием. Тепло поступает в глубь ледника не только благодаря теплопроводности. Талая вода просачивается с поверхности в снег и при достижении глубины, где температура все еще ниже 0° С, замерзает, и образуются ледяные прослойки и линзы или слой наложенного льда. Этот процесс имеет важнейшее значение, потому что при замерзании одного грамма воды выделяется достаточно скрытой теплоты, чтобы повысить на 1 К температуру 160 г снега. К тому же проникает в снег и коротковолновая радиация. В снегу около 10% приходящей радиации достигает глубины 0,25 м и 1% – глубины 1 м [561]. В лед 1% радиации проникает до глубины 2 м [299, с.368]. Циркуляция воздуха и водяного пара также может переносить тепло внутрь снежного покрова.

Измерения температуры, теоретически простые, на практике не всегда легко выполнить. Тросы с вплетенными в них термисторами становятся каналом просачивания талой воды, так что измеренная температура может оказаться не репрезентивной для снега вокруг места измерения. Из-за неоднородности снега с ледяными линзами трудно получить истинное значение плотности. Аккумуляция и абляция изменяют уровень поверхности и, следовательно, глубину, где установлены термисторы. Производить измерения температуры у поверхности сложно еще и потому, в частности, что термисторы близ поверхности нагреваются непосредственно солнечной радиацией.

Условия измерений проще в области абляции ледников умеренного типа. Плотность льда может быть принята постоянной, а поскольку лед непроницаем для воды, нет и дополнительных (помимо теплопроводности) источников тепла, если пренебречь проникающей в лед солнечной радиацией. Уравнение (14.13) принимает вид

$$\Delta G = -K(\partial T/\partial y)_s ,$$

где K – коэффициент теплопроводности льда, а индекс s означает величину у поверхности. Однако если $(\partial T/\partial y)_s$ мало, то может преобладать поток проникающей в лед радиации, который в этом случае должен быть измерен.

Тепло, затрачиваемое на таяние

В уравнения (14.2) величина $M = L_f a$, где L_f – скрытая теплота плавления льда, а a – скорость абляции в единицах массы в единицу времени. Количество льда, стаявшего за период, равный нескольким дням или больше, может быть измерено по вехам. Вехи забуривают в лед и измеряют расстояние между поверхностью льда и меткой на вехе. Для короткопериодных измерений изобретены разные типы аблятографов. Они состоят из поплавка, остающегося на поверхности льда, и системы рычагов для увеличения опускания поплавка. Измерение стаивания снега более сложно. Этот вопрос подробно рассмотрел Лашапель [281]. Понижение поверхности не соответствует стаиванию, потому что плотность снега со временем изменяется. Плотность измеряют на разных глубинах и вводят поправки на количество свободной талой воды. Строят графики изменения плотности с глубиной в начале и конце определенного промежутка времени. Площадь между кривыми представляет общее стаивание за это время.

Измерения абляции за короткие периоды (от нескольких часов до одного-двух дней) – трудная проблема. Мюллер и Килер [355] рассмотрели ее для поверхности льда, в случае же снега измерения еще более усложняются. Часто бывает даже трудно сказать, происходит ли таяние. Проникновение коротковолновой радиации может приводить к подповерхностному таянию, тогда как сама поверхность остается замерзшей в результате потери тепла длинноволновым излучением. Этот вопрос становится существенным при изучении арктических ледников, где сезон абляции – это короткие, разорванные во времени периоды таяния. Трудности измерения таяния и переноса тепла в снегу привели Холмгрена [220, часть F] к заключению, "что летние условия на субполярных ледниковых шапках не вполне благоприятны для проверки микрометеорологических теорий".

Слой стаявшего снега или льда может быть определен из уравнения (14.2) как остаточный член. Однако измерение всех членов уравнения предпочтительнее, потому что разность между двумя его частями укажет на ошибку измерений.

Результаты наблюдений

В течение многих лет основной целью теплобалансовых исследований оставалось определение относительного значения отдельных членов правой части уравнения (14.2) за сезон абляции. Почти во всех случаях оказывалось, что наибольшую величину имеет радиационный баланс R. Испарение-конденсация $L_v E$ было обычно меньше, чем радиационный баланс либо теплообмен с атмосферой H, а тепло из-за замерзания жидких осадков оказывалось пренебрежимо малым. Эти результаты имеют, однако, относительную ценность и должны приниматься с осторожностью. Одни исследования были более, другие менее точными; в некоторых случаях приборы не были надежными или один или более членов уравнения теплового баланса скорее оценивались, чем измерялись. Кроме того, часто исследования проводились в течение нескольких дней или недель, а не всего сезона абляции. Величина каждого члена уравнения сильно зависит от условий погоды; даже при сходных условиях их относительное значение меняется в течение лета, что можно видеть по данным табл. 14.2. Эти данные относятся к леднику Корса в Шведской Лапландии. Поверхность во всех случаях была ледяной, и полученные ве-

Таблица 14.2. Доля абляции (в %) за счет разных источников тепла [532]

	Конец мая — начало июня	Конец июля — начало августа	Конец августа
Радиация	84	45	58
Турбулентный теплообмен	13	40	32
Конденсация	3	15	10

личины, характеризующие каждый период, представляют собой результаты измерений по крайней мере за 100 ч. Как другой пример — поверхность ледника, покрытая снегом до конца июля, может поглотить солнечной радиации в августе больше, чем в июне, хотя приходящая радиации в июне много интенсивнее, чем в августе.

Чтобы уяснить, за счет каких источников тепла происходит абляция, причины ее колебаний из года в год, нужно знать баланс тепла за весь сезон абляции. Иначе говоря, нужно определить относительную частоту разных условий погоды и значения составляющих теплового баланса, с ними связанные. Несомненно, есть районы, в которых одна из составляющих безусловно преобладает над всеми другими, так что только ее колебания имеют решающее значение. Однако в других случаях, в частности в полярных районах, где абляция мала, разные составляющие находятся в сложном взаимодействии, и небольшие отклонения от средних значений могут значительно изменить годовой баланс тепла.

Амбах [26] нашел, например, что летом на Гренландском ледниковом покрове, где средний суточный поток приходящей солнечной радиации доходит до 346 Вт/м^2, лишь 5 Вт/м^2 идут на нагревание снега. Он нашел также, что пока поверхность не нагреется до температуры таяния, составляющие теплового баланса взаимодействуют друг с другом так, что они стабилизируют температуру поверхности. Например, увеличение приходящей радиации повышает температуру и максимальную упругость водяного пара у поверхности. Это в свою очередь увеличивает уходящее длинноволновое излучение и скорость испарения и таким образом понижает температуру поверхности. Если же возрастает скорость ветра или повышается температура воздуха, увеличиваются и турбулентный поток тепла, и потеря тепла на испарение, при этом температура поверхности сильно не меняется. В результате всех этих процессов температура поверхности повышается в течение лета медленнее, чем можно ожидать. Перелом в ходе изменений теплового баланса наступает, когда температура поверхности достигает точки таяния; температура не может более повышаться, а свободная вода в снегу сильно уменьшает его альбедо, так что поглощение солнечной радиации увеличивается.

Другой пример дают исследования Холмгрена [220] на ледниковом куполе острова Девон (75°30 с. ш., 83° з. д.) в Канадской Аркти-

Таблица 14.3. Составляющие теплового баланса поверхности на ледниковом куполе острова Девон при разных типах погода, Вт/м^2 [220, часть *F*, с. 34]

Тип погоды	Состояние неба	Ветер	Поверхность	R	H	$-L_vE$	Всего
А	Ясное	Слабый	Замерзшая	12	13	— 5	20
А	Пасмурное	Слабый	Замерзшая	23	— 4	— 6	13
Б	Пасмурное	Сильный	Талая	45	46	10	101
В	Ясное	Слабый	Талая	44	14	5	63
В	Ясное	Слабый	Замерзшая	4	16	— 6	14

ке. Тепловой баланс измерялся в течение трех летних сезонов, и хотя почти все измерения были сделаны на одной станции несколько выше границы питания, проводились они в течение всего сезона абляции.

Кроме того, Холмгрен попытался распространить результаты своих измерений на весь северо-западный сектор ледникового купола. Он отобрал периоды, когда условия погоды были устойчивыми, и изучал зависимость изменений теплового баланса от условий погоды. Условия погоды были трех типов, обозначенных А, Б и В. В табл. 14.3 обобщены измеренные составляющие теплового баланса; они в каждом примере осреднены за периоды от 7 до 12 сут. При типе А — "циклонический тип погоды над Баффиновым заливом" — область низкого давления находится над Баффиновым заливом, непосредственно к востоку от острова Девон. При типе Б "погода района определялась фронтальными циклонами севернее или почти у острова Девон". При типе В господствовала антициклоническая погода.

При разных условиях погоды наблюдаются большие различия между величинами составляющих теплового баланса. Это подчеркивает необходимость их измерения в течение всего лета. Свежий снег имеет очень высокое альбедо. Таяние значительно его сокращает; именно поэтому поглощенная радиация R имеет наибольшее значение, когда поверхность талая. Поэтому один или два летних снегопада могут заметно увеличивать годовой баланс массы аркти-

ческого ледника не потому, что они увеличивают аккумуляцию, а потому, что значительно сокращают абляцию. Снегопады весной и осенью оказывают тот же эффект на ледниках умеренного климата.

При погоде типа А на леднике бывает холодно и абляция невелика. Циклоны с Баффинова залива приносят осадки. Таким образом, они благоприятствуют росту ледникового купола независимо от сезона. При погоде типа Б дуют сильно ветры, приносящие на ледник теплый влажный воздух. Поверхность получает длинноволновую радиацию от облаков, поток турбулентного тепла также велик, и таяние на ледниковой станции бывает значительным. Одно или два таких вторжения теплого воздуха могут оказать решающее влияние на годовой баланс массы, хотя они длятся не столь уж продолжительно, чтобы могла существенно повыситься летняя температура. При погоде типа В тепловой баланс на ледниковой станции сильно зависит от температуры воздуха, как показывают два последних примера табл. 14.3 (средняя температура на высоте 1 м была 0,6 и $-3{,}3$°C). Холмгрен полагает, однако, что тип В способствует интенсивной абляции ниже по склону ледникового купола и на выводных ледниках, где альбедо поверхности меньше, а температура и влажность выше, чем на ледниковой станции в области питания. А это существенно для суммарного баланса массы, так как большая часть абляции происходит на выводных ледниках.

Олт [24] продолжила работу Холмгрена. Она нашла, что условия погоды на ледниковом куполе летом можно разделить на три основных синоптических типа — I, II и III, с подразделением каждого на два подтипа. (Холмгрен не считал, что его три типа погоды, связанные с разным характером теплового баланса поверхности, охватывают все возможные условия). Тип I, выделенный Олт, приблизительно соответствует типу А по Холмгрену, а тип III — типу В. Тип Б Холмгрена соответствует пику периода таяния типа IIа Олт. В целом тип II относится ко времени, когда пути циклонов проходят через остров Девон, включая и те, в которых теплый сектор не выражен и которые приносят снегопады. Олт рассмотрела частоту разных типов за 14 летних сезонов, когда измерялся и баланс массы северо-западного сектора ледникового купола. Она подтвердила, что в противоположность условиям на ледниковой станции в области питания тип III вызывает наибольшую абляцию северо-западного сектора в целом. Когда преобладают циклоны Баффинова залива, баланс массы бывает поло-

Таблица 14.4. Тепловой баланс поверхности Антарктиды зимой, Вт/м^2 (ссылки на литературу см. в тексте)

Станции	Высота над уровнем моря, м	R	H	$-L_vE$	Всего
Восток	3400	−17	15	0	−2
Южный полюс	2800	−28	25	1	−2
Бэрд	1530	−17	12	0	−5
Моусон	150	−43	39	−6	−10
Литл-Америка	44	−16	6	8	−2
Модхейм	37	−22	15	4	−3
Мирный	36	−25	47	−24	−2
Уилкс	12	−10	5	0	−5

жительным. Но с другой стороны, период преобладания антициклональной погоды может способствовать абляции, которая сводит на нет положительный баланс пяти "баффиновых" сезонов. Климатические колебания можно рассматривать как смену относительной частоты разных типов погоды. В настоящее время ледниковый купол, по-видимому, немного уменьшается. Увеличение повторяемости типа погоды с циклонами Баффинова залива может сменить направление изменений на обратное.

В табл. 14.4 приведены данные о балансе тепла в зимний период по измерениям антарктических станций. Эти данные заимствованы у Артёмьева [1] для станции Восток, у Фовинкеля и Орвига [528] — для станций Бэрд и Уилкс и Уэллера [560] — для остальных станций. Общая величина баланса тепла везде отрицательная; поверхность теряет тепло, уходящее в атмосферу. Так как зимой солнечная радиация не поступает, член R в уравнении (14.4) представляет уходящее в атмосферу длинноволновое излучение поверхности. Положительные величины $-L_vE$ — это тепло, освобождающееся при образовании инея и изморози. Повышенная турбулентность благодаря стоковым ветрам на станциях Моусон и Мирный объясняет высокие значения H и потери тепла на испарение на этих станциях. Однако член, выражающий скрытую теплоту испарения, на станции Мирный представляется неоправданно большим, может быть, из-за неточности измерений. Поверхность на станции Моусон была ледяной, в противо-

Таблица 14.5. Составляющие теплового баланса поверхности ледника Чоголунгма, Вт/м^2 [518]

	Фирн на высоте 4000 м в июне		Лед на высоте 4300 м в июле	
	день	ночь	день	ночь
R	279	− 73	450	− 71
H	35	41	23	17
$-L_v E$	− 10	6	−8	− 2
$-\Delta G$	− 16	10	− 22	34
M	288	− 16	443	− 22

положность снежной на всех остальных станциях; большая теплопроводность льда объясняет большую здесь потерю тепла. Составляющие теплового баланса на станциях Бэрд и Уилкс были подсчитаны по синоптической теплобалансовой модели, о которой будет сказано в следующем разделе. Поскольку эти значения сравнимы с результатами измерений в других местах, метод расчета представляется надежным.

Для сравнения с полярными районами в табл. 14.5 приводятся тепловые потоки, измеренные на больших высотах в низких широтах. Ледник Чоголунгма (36° с.ш., 75,1° в.д.) находится в Каракоруме на территории Пакистана. Член M – тепло, затраченное на таяние, получен как остаточный член в уравнении (14.2). Величина абляции рассчитанная по значению M, отличалась от измеренной не более чем на 8% для фирна и 1% для льда. Днем в тепловом балансе преобладает солнечная радиация. Ночью наибольшее значение получает уходящая длинноволновая радиация, и температура поверхности понижается ниже точки таяния.

Расчеты теплового баланса по стандартным метеорологическим наблюдениям

Чтобы сопоставить колебания баланса массы ледников с изменениями климата, мы должны измерять каждую составляющую теплового баланса долговременно и при всех возможных условиях по-

годы. Трудности с использованием приборов и неопределенность допущений в теории турбулентного теплообмена делают это весьма затруднительным. Кроме того, поскольку тепловой баланс в данное время изменяется от места к месту, требуется сеть станций на леднике. Это практически почти неосуществимо.

По этим причинам были разработаны теоретические модели, с помощью которых можно подсчитать составляющие теплового баланса по данным стандартных наблюдений сети метеорологических станций. Такие модели имеют дополнительные преимущества: в ходе расчетов может быть проверено значение отдельных параметров. Эти модели могут быть также использованы для предвычисления изменений, которые произойдут, если изменится тот или иной параметр, определяющий состояние поверхности или атмосферы. Тепловой баланс атмосферы, равно как и земной поверхности, может быть рассчитан по таким моделям, и их можно применить к океану или озеру, так же как и к разным типам поверхности суши. Расчеты могут быть сделаны для одной точки или, если использовать сеть станций, для большой площади и даже для системы Земля – атмосфера в целом.

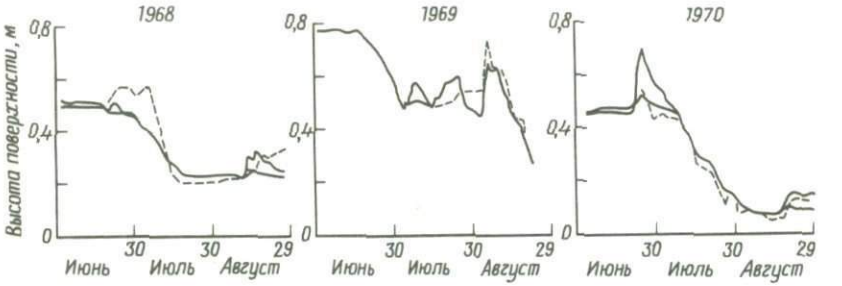
Такой метод расчета теплового баланса дали Фовинкель и Орвиг [527]. Они разработали также подробное его применение в одном частном случае, включая программу расчетов на ЭВМ, – программу ЕВВА [529]. Прежде всего по астрономическим формулам рассчитывают приходящую солнечную радиацию для прозрачной атмосферы. Затем ее уменьшают на величину, рассеивающуюся в пространство облаками и содержащимся в атмосфере водяным паром. Количество облаков, их высоту и тип облаков получают по наблюдениям, а распределение водяного пара в атмосфере по высоте – радиозондированием. В случае снежного покрова альбедо поверхности оценивают по характеру поверхности и толщине снега. Приходящую длинноволновую радиацию при ясном небе рассчитывают по методу Кондратьева и Ниилиек [273]. Уходящую длинноволновую радиацию при ясном небе определяют по температуре поверхности, при этом учитывают обратное рассеяние облаками в соответствии с их температурой и долей покрытия ими неба. Турбулентные составляющие находят по уравнениям (14.7), (14.8) и (14.12); при расчетах исходные данные – состояние поверхности, температуру воздуха, точку росы, скорость ветра и параметр шероховатости – берут типичными для данной поверхности. Тепловой поток вниз от поверхности рассчитывают послойно; для этого

должна быть измерена температура на разных глубинах. Если нет таких измерений, поток тепла определяют по градиенту температуры непосредственно ниже поверхности. Расчет ведут с интервалами времени в несколько часов, потому что некоторые составляющие, в частности, турбулентный перенос тепла, может изменяться за это время на большую величину.

Температуру поверхности в этой модели считают неизвестной, так как ее трудно измерить. Ее оценивают и рассчитывают все члены уравнения теплового баланса. Если две части уравнения (14.2) оказываются неравными, температуру поверхности изменяют и баланс пересчитывают. Это повторяется до тех пор, пока уравнение (14.2) будет удовлетворено. Когда модель применяют к поверхности снега или льда и при повторных расчетах температура поверхности оказывается выше точки замерзания, составляющие баланса вычисляют снова, чтобы температура поверхности была равна 0° С; затрата тепла на таяние получается как остаточный член.

Из-за допущений и приближенных оценок модели, вероятно, будут некоторые расхождения между расчетными и измеренными составляющими теплового баланса. Скажется также и неточность исходных данных. Исправить результаты расчетов могут дополнительные наблюдения, такие как измерения шероховатости и альбедо. Кроме того, существующие модели усовершенствуются. Эти недостатки перевешиваются тем, что синоптические модели дают величины составляющих теплового баланса за любое время и при разной погоде, без сложных полевых наблюдений.

Олт [23, 25] использовала программу ЕВВА в гляциологии и применила ее к расчетам теплового баланса поверхности ледникового купола острова Миен (80° с.ш., 99° з.д.) — небольшого и невысокого купола в Канадской Арктике. Метеорологические наблюдения были проведены на леднике, а радиозондирование атмосферы — на станции в 150 км от острова Миен. Расчеты выполнены для 6 летних сезонов, в основном с интервалом 3 ч, хотя некоторые члены оценивались через каждый час, а другие лишь ежедневно. Осадки и изменения высоты поверхности также измерялись, чтобы величины таяния, рассчитанные в модели, могли быть проверены. На рис. 14.3 измеренные изменения высоты поверхности сопоставлены с рассчитанными по разности между измеренной аккумуляцией и абляцией, полученной по уравнению (14.2) как остаточный член M.



Р и с. 14.3. Сравнение рассчитанных (сплошные линии) и измеренных (штриховые линии) колебаний высоты поверхности над условным уровнем на ледниковом куполе острова Миен в течение трех летних сезонов. Высота поверхности за время аккумуляции была подсчитана по двум различным принятым значениям плотности снега [23].

Поскольку плотность свежего снега не измерялась, высота поверхности была получена для предельных значений плотности в 100 и 300 кг/м^3. Соответствие в общем ходе оказалось удовлетворительным, но измеренные значения показали более резкие колебания, чем рассчитанные. Олт [23] объяснила эти расхождения скорее сложными условиями, связанными с ежедневными измерениями стаивания, чем неточностью расчетов по модели.

Дополнительная литература

В работах по метеорологии и климатологии, таких как руководство Селлерса [479], излагаются способы измерения и расчета теплового баланса безотносительно к применению в гляциологии. Краус [275] дает обзор методов применительно к ледникам умеренного типа в сезон абляции. Работа Холмгрена [220] представляет собой пример подробного исследования на арктическом ледниковом куполе. Фовинкель и Орвиг [527] описали типичную расчетную теплобалансовую модель. Классическое исследование проблемы зависимости между ледниками и климатом – монография Альмана [19]; эта тема рассмотрена также Хойнкесом [209].

15. Исследования ледяного керна

Ну кому же нужна память,
что работает только назад.

Льюис Кэрролл. Алиса в Зазеркалье

Введение

Одно из крупнейших достижений гляциологии связано с богатой информацией, полученной в результате анализов керна из скважин на полярных ледниковых щитах. Известно, что соотношение концентраций тяжелых и легких атомов кислорода и водорода ($^{18}O/^{16}O$, D/H) в атмосферных осадках зависит от температуры. Поэтому данные об изменениях этого соотношения в образцах льда, извлеченных с разных глубин, могут бросить свет на колебания палеотемператур. Для получения непрерывных разрезов бурение должно вестись в областях питания ледниковых щитов, причем предпочтительно – в зонах рекристаллизационного льдообразования, где нет ни таяния льда, ни просачивания воды, которая может существенно искажать изотопный состав отдельных слоев. Полученные при этом палеотемпературные профили оказываются чрезвычайно полезными для проверки теорий, объясняющих изменения климата и причины ледниковых периодов, а их экстраполяция в будущее создает научную основу для прогноза предстоящих изменений климата. В результате исследований ледяного керна уже получена детальная информация о климате последнего десятка тысяч лет. А ледяной керн из скважин, пробуренных в центральных частях ледниковых щитов Гренландии и Восточной Антарктиды, несет с собой такую же информацию за период, который по крайней мере в 5 – 10 раз продолжительнее. Весьма важно, что палеотемпературные данные, получаемые в результате анализа такого керна, относятся к полярным областям Земли, в которых другие методы извлечения палеоклиматической информации неприменимы.

Ледяной керн содержит включения выпавших аэрозолей, таких как морские соли, пыльца растений, эоловая пыль, вулканический пепел, космические частицы, а также микроэлементы, имеющие

естественное происхождение или связанные с антропогенными загрязнениями, включая испытания ядерных бомб. Во льду могут быть измерены концентрации микроэлементов, выпавших как в современную эпоху, так и в доиндустриальное время. Этим создается возможность для получения данных о глобальном загрязнении окружающей среды, связанным с современной цивилизацией. Выпадение некоторых видов аэрозолей изменяется по сезонам, что помогает датировать лед и определять скорости осадконакопления в прошлом. Кроме того, оказывается возможным мониторинг совместных изменений температур и скорости аккумуляции пыли, образующейся в результате вулканических извержений. А из воздушных пузырьков можно извлекать образцы древней атмосферы, одновозрастной со слоями вмешающего льда.

Огромные возможности, связанные с исследованиями ледяного керна, были впервые показаны Лэнгуэем [288], а несколько позже также Дансгором и др. [109]. Быстрое развитие данной области гляциологии было обеспечено несколькими техническими достижениями: созданием специальных буровых установок с кернобрателями и автоматизированных масс-спектрометров, способных анализировать до 250 образцов льда в день; разработкой метода, позволяющего извлекать газ из воздушных пузырьков льда в ходе бурения скважин, и беспламенного метода атомно-абсорбционной спектрометрии, который сделал возможным определение крайне низких концентраций микроэлементов.

Основы метода тяжелых изотопов

Изотопный состав океанов, которые служат главным источником водяного пара атмосферы, практически стандартен. Массы наиболее важных компонентов морской воды – $H_2^{16}O$, $HD^{16}O$ и $H_2^{18}O$ – соотносятся как 0,9977 : 0,0003 : 0,0020. Давление пара, образованного тяжелыми компонентами воды, слегка превышает давление пара из ее нормальных компонент, в связи с чем тяжелые молекулы воды переходят в пар медленнее и конденсируются из пара легче, чем ее легкие молекулы. По этой причине природные циклы испарения и конденсации воды сопровождаются изменениями ее изотопного состава. Поскольку же относительные концентрации удается измерять с гораздо большей точностью, чем абсолютные, все значения соотноше-

ний R_S количества тяжелых и легких изотопов в образцах ($^{18}O/^{16}O$ или D/H) выражаются через их отклонение от соответствующих соотношений R_O в "стандартной средней океанической воде". Это отклонение определяется по формуле

$$\delta = 10^3(R_S - R_O)/\bar{R}_O \qquad (15.1)$$

и выражается в промилле ($^0/_{00}$). Так как концентрации тяжелых изотопов в процессе испарения и конденсации уменьшаются, значения δ в атмосферных осадках всегда отрицательные. Минимальные δ, измеренные для ^{18}O, достигают – 60‰, а для дейтерия – 500 ‰. По данным Крейга [100], изучавшего изотопы в полярном льду и снеге, между значениями δ двух рассматриваемых изотопов существует линейная зависимость вида

$$\delta D = 8{,}0(\delta^{18}O) + 10. \qquad (15.2)$$

Поэтому достаточно определить концентрацию одного изотопа, чтобы знать ее и для второго, и, поскольку почти во всех случаях измеряется $\delta^{18}O$, все дальнейшее рассмотрение будет посвящено только ^{18}O.

Коэффициент фракционирования для испарения (α) определяется, как R_l/R_v, где R_l и R_v – соотношения изотопов кислорода в жидкости и паре, находящихся в равновесии. Тот же коэффициент для конденсации имеет вид $1/\alpha$. В случаях когда процессы идут настолько медленно, что обе фазы остаются в равновесии, α будет равна отношению давлений пара ^{16}O и ^{18}O. При 20°С это отношение равно около 1,009 и увеличивается с понижением температуры. Таким образом, чем ниже температура, тем эффективней будет разделение изотопов. Природная ситуация осложняется тем, что испарение происходит в неравновесных условиях, а между водой и паром, присутствующими в атмосфере, происходит молекулярный обмен. Однако при низких температурах, когда атмосферная влага переходит в твердую фазу, этим обменом можно пренебречь: при обмене между паром и льдом происходит лишь очень слабое фракционирование. Кроме того, конденсация, дающая атмосферные осадки в полярных областях, идет в условиях, близких к рэлеевским, а именно при немедленном удалении конденсата (снежинок) из пара. В этом случае фракционирование должно проходить быстрее, чем когда обе фазы находятся в контакте.

В соотношении изотопов, участвующих в природном круговороте воды, в результате фракционирования появляются следующие тенденции. Пар, образующийся при испарении с поверхности океана, характеризуется чуть меньшим относительным содержанием ^{18}O, чем морская вода. Влагонесущая воздушная масса рано или поздно вступает в контакт с сушей или более холодным воздухом, поднимается и охлаждается; при понижении ее температуры ниже точки росы происходит конденсация водяного пара. Если результатом этого оказывается дождь, на его начальном этапе жидкие осадки имеют изотопный состав, близкий к составу морской воды, а на последующих этапах этот состав изменяется в сторону снижения относительного содержания тяжелого изотопа ^{18}O. Что касается снега, выпадающего в высокогорье или в полярных областях, для него характерны очень низкие отрицательные значения δ, так как воздушные массы поступают сюда сильно охлажденными и уже потерявшими значительное количество влаги. Наконец, для δ полярных и континентальных областей характерны более отрицательные значения зимой, чем летом, так как в зимние сезоны эти области охлаждаются сильнее, чем районы, в которых идет образование водяного пара.

Таковы тенденции в наиболее вероятных изменениях средних значений δ. Определить температуру конденсации осадков в конкретных штормах путем измерения их δ обычно не удается, так как последняя зависит от нескольких неизвестных факторов. Ее значения для водяного пара в облаке определяются температурой, при которой шло испарение, и величиной последующего охлаждения; те же значения в осадках изменяются в зависимости от температуры конденсации, степени охлаждения после начала конденсации и от испарения с поверхности падающих капель. Однако в высоких широтах вся эта ситуация упрощается, поскольку полярные ледниковые щиты практически не поставляют пара в атмосферу, а испарение снега и льда почти не вызывает изотопного фракционирования. Пиччиотто и др. [419] установили, что между значениями δ в осадках, выпадающих при отдельных штормах, и температурой облаков у станции Король Бодуэн (70° 26′ ю.ш., 24° 19′ в.д.) на побережье Антарктиды существует линейная зависимость. Их данные представлены на рис. 15.1. Сходная связь обнаружена Альдасом и Дейчем [20] у Южного полюса.

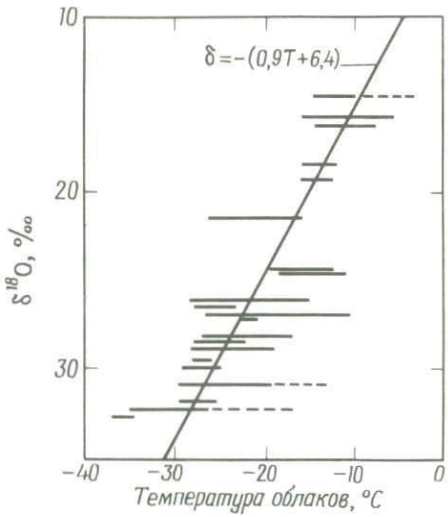


Рис. 15.1. Связь между $\delta^{18}O$ в отдельных снегопадах и температурами облаков по наблюдениям на станции Король Бодуэн в Антарктиде.

Отрезки горизонтальных линий — амплитуды колебаний температур облаков, измеренных с помощью радиозондов [419].

Для целей палеоклиматической интерпретации данных об изменениях δ по глубине необходимо в первую очередь выяснить не температуру конденсации, а связь между δ и поверхностными температурами, причем наибольшую ценность имеют среднегодовые температуры. Такие температуры поверхности и облаков, вероятно, коррелируются, однако это возможно лишь при следующих условиях: 1) для всех сезонов характерны значительные осадки; 2) во всей области пути переноса воздушных масс на протяжении всех сезонов примерно постоянны; 3) абляция отсутствует, и 4) перепады высот местности достаточно малы, чтобы разброс уровней, на которых отлагается снег, выпадающий из одного и того же облака, был незначительным [105]. Связи между δ и среднегодовыми температурами воздуха в Гренландии и Антарктиде показаны на рис. 15.2. На ледниковых щитах эти температуры (обычно с точностью до 2—3°С) получают путем измерений в скважинах на глубине 10 м (табл. 10.3). Двенадцать контрольных точек, опирающихся на наблюдения на Гренландском ледниковом щите, группируются около прямой линии с уклоном 0,62 ‰ на 1°. Этот гра-

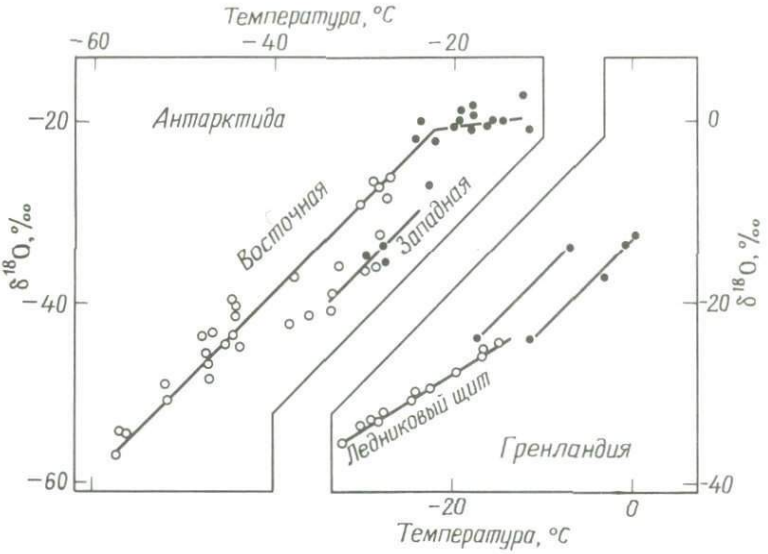


Рис. 15.2. Связь между $\delta^{18}O$ и среднегодовыми температурами на гренландских и антарктических станциях.

Кружки — станции, расположенные на высотах свыше 1000 м [109, рис.2].

диент близок к скорости изменений δ в зависимости от температуры конденсации (0,67 ‰ на 1°), которая была рассчитана Дансгором [105] на основе допущения о рэлеевском типе процесса с изобарическим охлаждением воздушных масс от 20°С (предполагаемой температуры поверхности океана, с которым связано образование осадков) до 0°С и о последующем влажно-адиабатическом охлаждении до −20°С. Контрольные точки по Антарктиде на рис. 15.2 показывают значительный разброс. По-видимому, данные по всему материку не укладываются в единую зависимость, что естественно, поскольку осадки, питающие разные части его ледникового покрова, поступают из разных источников. Кроме того, рельеф Антарктического ледникового покрова сложнее, а скорости питания ниже, чем рельеф и скорости питания Гренландского ледникового щита. Тем не менее по наблюдениям Лориуса и Дельма [315], значения δD в 35 пунктах, лежащих на профиле через Восточную Антарктиду, показывают линейную связь с температурами на глубине 10 м. Уклон прямой, описывающей эту связь на графике

и представленной с помощью уравнения (15.2) в значениях ^{18}O, оказался равным 0,76 ‰ на 1°.

Использование данных об изменениях δ по глубине для определения колебаний поверхностных температур по времени возможно только в том случае, если связь между δ и T, выявляющаяся в современных условиях анализом информации по разным пунктам, выдерживается также и при переходах между разными временными срезами в каждом из них. Попытки проверить это допущение были предприняты Дансгором и др. [110], Робином [453] и Йонсеном [250]. Первые установили довольно хорошую корреляцию между изотопно-кислородным профилем, полученным для станции Крет в центральной части Гренландии, и изменениями температур в Англии и Исландии за последние 300 – 400 лет. Однако этот аргумент не кажется убедительным, поскольку трудно назвать физические основания для хорошей корреляции температур из столь сильно разобщенных районов. Робин провел сопоставление изотопно-кислородных профилей, относящихся к станциям Бэрд в Антарктиде и Кемп-Сенчури в Гренландии, с температурными трендами за последние тысячелетия, следующими из современных изменений температуры льда с глубиной (на тех же станциях; см. гл. 10). Этот метод неизбежно приводит к выводу о постоянстве скорости температурных изменений. Скорости, полученные на основе анализа температур, согласуются с изотопными кривыми для последних 4000 лет по станции Бэрд и 2500 лет по станции Кемп-Сенчури, а именно до тех пор, пока их можно представить прямыми линиями. Для более древних этапов выявляются расхождения, которые, видимо, следуют из некоторых ошибочных допущений, сделанных при анализе графиков зависимости температур от глубины (о стационарности режима ледников, неизменности скорости вертикальной деформации). По-видимому, наиболее точным методом можно считать определение современных изменений температуры ледниковых щитов по глубине путем решения уравнения теплопроводности, используя в качестве граничного условия изменения поверхностных температур прошлого, полученных по изотопно-кислородным данным, по времени. Такая работа, выполненная Йонссеном для неглубокой скважины у станции Крет, дала вполне удовлетворительные результаты. Этот метод следовало бы применить и для анализа данных по гораздо более глубоким скважинам.

При применении двух последних методов значения δ приходится обращать в температуры с помощью линии регрессии δ по T. При этом используют линию регрессии, выведенную из поверхностных данных, собранных в районе скважины. Однако коэффициенты в уравнении регрессии, используемом для анализа прошлого, могут иметь и другие значения. Кроме того, как это будет показано в следующем разделе, на значения δ могли влиять не только температуры, но и другие факторы. Таким образом, хотя рост или уменьшение δ, наблюдаемые в ледяном керне, вполне правомерно толковать как отражения тенденций к потеплению и похолоданию, все же следует воздерживаться от их перевода в конкретную шкалу температур.

Сложность климатических интерпретаций

Перевод изотопно-кислородного профиля в профиль средних палеотемператур воздуха в районе скважины затруднен тем, что значения δ могут изменяться под влиянием не только температур, но и некоторых других факторов [109, с. 33].

1. Лед, представленный глубинным керном, может образоваться не в пункте бурения, а в некотором другом районе, расположенном ближе к ледоразделу и выше, причем тем ближе и выше, чем с бо́льшей глубины извлечен керн (рис. 5.1). Поэтому отрицательные значения δ должны увеличиваться с глубиной даже в условиях неизменного климата. Это осложнение устраняется, если бурение ведется на ледоразделе, положение которого остается постоянным. В других случаях в значения δ должны вводиться поправки, для чего, однако, необходимо, во-первых, знать направление линий тока и скорости движения льда между скважиной и ледоразделом и, во-вторых, принять допущение о стационарности ледникового покрова. Соответственно все гляциологические параметры – скорость питания, толщина льда, горизонтальные компоненты скоростей поверхностных деформаций и поверхностные значения δ должны всегда измеряться на линии движения между ледоразделом и скважиной.

2. Толщина ледниковых покровов испытывает изменения, которые представляют собой следствие долговременных колебаний температур и скоростей питания, а связанные с этим изменения высоты ледниковой поверхности должны менять и значения δ. При наличии данных о пла-

новых размерах ледниковых покровов прошлого (восстанавливаемых по датированным моренам и другим следам), изменения в толщине льда могут быть приблизительно оценены, для чего обычно используются стандартные профили поверхности ледниковых щитов (гл. 9).

3. Изменяются также векторные поля движения ледниковых покровов. Правда, в голоцене крупномасштабных изменений таких полей не происходило, зато движение большинства современных ледниковых щитов принципиально отличается от движения льда их плейстоценовых предшественников. В некоторых случаях, например, на островах Канадской Арктики или на периферии Гренландии и Антарктиды, края разраставшихся ледниковых щитов надвигались на мелкие ледниковые купола, существовавшие там еще в межледниковье, и перекрывали их своим льдом. Тем самым ледниковые разрезы усложнялись, в них появлялись несогласия. Для определения фактических высот, на которых происходило образование льда, видимо, лучше всего использовать метод измерения общего газосодержания льда, который будет описан ниже. Знание этих высот позволяет выяснить, какую роль в изменениях δ сыграли изменения климата и какую – колебания уровня ледниковой поверхности.

4. Распределение осадков по сезонам также подвержено изменениям, что должно менять среднегодовые значения δ.

5. Системы атмосферной циркуляции испытывают перестройки, что влечет за собой смену одних источников атмосферного питания ледников другими. По-видимому, последняя ледниковая эпоха была временем такого изменения в Гренландии, в области которой атмосферная циркуляция должна была искажаться под влиянием больших ледниковых щитов Северной Америки и Европы.

6. В максимумы ледниковых эпох относительное содержание ^{18}O в океанах увеличивалось: согласно имеющимся оценкам, среднее значение δ океанов составляло от + 1,0 до +1,5‰, что объясняется задержанием значительной массы воды, испытывающей дефицит тяжелых изотопов, ледниковыми покровами [455]. В этой связи для атмосферных осадков ледниковых эпох были характерны менее низкие отрицательные значения δ, чем те их значения, которые можно было ожидать, будь состав океана аналогичен современному. Этот эффект до некоторой степени уравновешивался эвстатическим снижением уровня океана, поверхность которого в последний ледниковый мак-

симум была минимум на 100 м ниже, чем в настоящее время. Соответственно все высоты местности относительно уровня океана увеличивались, а это значит, что и значения δ становились более отрицательными. Надо иметь в виду, что влияние этих эффектов было повсюду в мире почти одинаковым, поэтому необходимость их учета возникает, только когда решается задача о переводе различий между современными и плейстоценовыми δ в изменения температур.

7. Движение ледников по неровному ложу сопровождается образованием в их придонных частях, имеющих мощность первые десятки метров, систем разрывов, складок и узких сдвиговых зон. Соответственно для этих частей характерны искажения нормальной стратиграфической последовательности слоев, значительные перерывы в разрезе или вздваивание ледяных пачек. Такие явления широко представлены в керне из скважин, пробуренных на ледниковых куполах Канадской Арктики. При длине, составляющей лишь около 300 м, этот керн несет с собой информацию о климате последних 125 000 лет, причем весь лед, имеющий возраст свыше 10 000 лет, сосредоточен там в придонных 10 м разрезов. В связи с возможностью перерывов придонные части керна из таких областей можно использовать лишь для самых общих интерпретаций.

8. Для годичных значений δ характерен большой разброс ("шум"). Дело в том, что в связи с локальными колебаниями снегонакопления в образцах, соответствующих среднегодовой аккумуляции, может содержаться разное количество зимнего и летнего снега. В частности, Патерсон и др. [412] установили, что корреляция между годичными значениями δ из двух скважин, которые отстояли друг от друга всего лишь на 27 м, колебалась от 0,45 до 0,72, тогда как использование средних по 50-летним интервалам значений δ повысило их корреляцию до 0,965 (если отбросить придонную часть керна).

Сказанным подчеркивается, что выводы о палеоклиматах, сделанные на основе данных по единичным скважинам, должны приниматься с большой осторожностью. Значительно более надежную информацию можно получить по анализам керна из двух или нескольких скважин, пробуренных в одном и том же районе.

Датирование льда на основе моделей течения

Информация о климате, полученная по изучению ледяного керна, может представлять ценность лишь в том случае, если известен возраст

льда, поднятого с разных глубин. Обычный метод определения этого возраста сводится к расчетам, использующим простые модели движения льда. По мере того как каждый годичный слой снега погребается последующими снегопадами, он становится тоньше, причем его утончение сначала идет за счет уплотнения снега и фирна, а затем, после того как они трансформируются в лед, – за счет пластических деформаций. (Лед несжимаем, поэтому его сдавливание по вертикали сопровождается растеканием в горизонтальных направлениях.) Уплотнение рассчитывается по данным об изменениях плотности с глубиной; в последующем тексте мы его исключаем, для чего толщина каждого годичного слоя будет выражаться через значения ее ледового эквивалента. Каждый слой льда в результате утончения испытывает постепенное погружение относительно поверхности ледника. В центре стационарного ледникового щита вертикальная скорость v, выраженная через расстояние, на которое частица льда опускается за год, должна равняться толщине одного годичного слоя. Тогда возраст t на расстоянии от ложа y, выраженном через толщину ледового эквивалента, будет

$$t = \int_h^y v^{-1} dy, \tag{15.3}$$

где h – толщина ледового эквивалента. Возраст льда рассчитывается на основе определенных допущений о соотношении между v или, лучше, скоростью утончения $\partial v/\partial y$ и y.

Самое простое соотношение – когда скорость утончения не меняется с глубиной. В этом случае v будет линейной функцией y. В стационарных условиях поверхностное значение v должно равняться годичной скорости аккумуляции c. Причем, если ледниковый щит приморожен к ложу, скорость у последнего будет равна нулю. Таким образом,

$$v = -cy/h. \tag{15.4}$$

Знак минус объясняется тем, что в данной системе координат скорость, направленная вниз, является отрицательной. Тогда толщина годичного слоя, которая положительна, должна приниматься как $-v$. В этом случае уравнение (15.3) примет вид

$$t = -(h/c)\ln(1 - y/h). \tag{15.5}$$

Данное выражение называют *временной шкалой Ная*, поскольку в нескольких работах этого исследователя, анализирующих течение льда, было сделано допущение о неизменности скорости деформации по вертикали.

В приведенном рассуждении есть неточность. Если ледниковый щит приморожен к ложу, во всех точках последнего горизонтальные компоненты деформаций равны нулю. И поскольку лед несжимаем, нулю должны равняться у ложа и их вертикальные компоненты. А это значит, что вертикальная скорость деформации не может быть одинакова по всему разрезу.

Чтобы исправить положение, Дансгор и Йонсен [107] использовали другую модель, в которой скорость деформации по вертикали постоянна только между поверхностью ледника и некоторым уровнем в его глубине, отстоящим от ложа на расстояние h', тогда как ниже этого уровня она сокращается линейно, достигая нуля у контакта с ложем. Тогда, приняв r в качестве положительного коэффициента, получим

$$dv/dy = -ry \quad \text{при} \quad h' \geqslant y \geqslant 0, \tag{15.6}$$

$$dv/dy = -rh' \quad \text{при} \quad h \geqslant y \geqslant h'. \tag{15.7}$$

Отсюда может быть определена толщина годичного слоя

$$-v = (1/2)\, rh'(2y - h') \quad \text{при} \quad h \geqslant y \geqslant h', \tag{15.8}$$

$$-v = (1/2) ry^2 \quad \text{при} \quad h' \geqslant y \geqslant 0, \tag{15.9}$$

и, поскольку $v = -c$ при $y = h$,

$$r = 2c/h'(2h - h'). \tag{15.10}$$

Шкала времени имеет вид

$$\text{при} \quad h \geqslant y > h': \quad t = (2c)^{-1}(2h - h' \ln\{(2h - h')/(2y - h')\}, \tag{15.11}$$

$$\text{при} \quad y = h': \quad t' = (2c)^{-1}(2h - h') \ln\{(2h - h')/h'\}, \tag{15.12}$$

$$\text{при} \quad h' > y \geqslant 0: \quad t = c^{-1}(2h - h')\{(h'/y) - 1\} + t'. \tag{15.13}$$

Уравнение (15.3), на котором основаны эти шкалы, применимо лишь там, где нет горизонтального растекания льда, т.е. на ледоразделе. Однако в случаях, когда значения c и h, а следовательно, и v,

между ледоразделом и скважиной меняются не сильно, его можно использовать и в других местах. Величина h' обычно определяется в зависимости от того, как горизонтальная компонента скорости u изменяется по y. Если v не меняется по x, т. е. с расстоянием от ледораздела, уравнения (15.6) и (15.7) могут быть генерализованы в форме $\partial v/\partial y = -rf(y)$. Поскольку лед несжимаем, при его двумерном течении $\partial u/\partial x = -\partial v/\partial y$. И так как на ледоразделе $u = 0$, $u(x, y) = rxf(y)$. Таким образом, изменения $\partial v/\partial y$ и u по y одинаковы. При выборе значения h', подходящего для условий района Кемп-Сенчури, Дансгор и Йонсен [107] использовали определение изменений u по y для этого района, сделанное Вертманом [548] путем интегрирования закона течения льда для случая простого сдвига совместно с данными об изменениях температур с глубиной [уравнение (6.15)]. В результате было показано, что между поверхностью и уровнем, отстоящим от ложа на 400 м, значение u остается приблизительно постоянным, а ниже сокращается линейно вплоть до нулевого. Поэтому Дансгор и Йонсен рассчитали шкалу времени по уравнениям (15.11 – 15.13) при $h' = 400$ м и современных значениях c и h.

Другой метод был предложен Хаммером и др. [186]. Они использовали c и h' как переменные параметры и подобрали их значения, которые обеспечили наилучшее соответствие расчетной толщины годичных слоев с их толщиной, установленной в керне. Согласно их определению, $h' = 429$ м. Третий метод определения h' состоит в комбинации условий несжимаемости с уравнениями (15.6) и (15.7), что дает

$$2c(2h - h') = (\dot{\varepsilon}_x + \dot{\varepsilon}_z)_S, \qquad (15.14)$$

где $(\dot{\varepsilon}_x)_S$ и $(\dot{\varepsilon}_z)_S$ – измеренные значения горизонтальных компонент скорости поверхностной деформации.

Шкала времени для этого керна была рассчитана также Фильбертом и Федерером [416], которые использовали отношение $u(y)$, полученное путем интегрирования закона течения льда для условий простого сдвига. Однако при этом было сделано допущение о линейном повышении температур с глубиной, что вряд ли приемлемо для верхней половины скважины.

На рис. 15.3 представлены четыре шкалы времени для керна из скважины у станции Кемп-Сенчури. В части, охватывающей верхнюю половину разреза ледникового щита, разница между ними невелика.

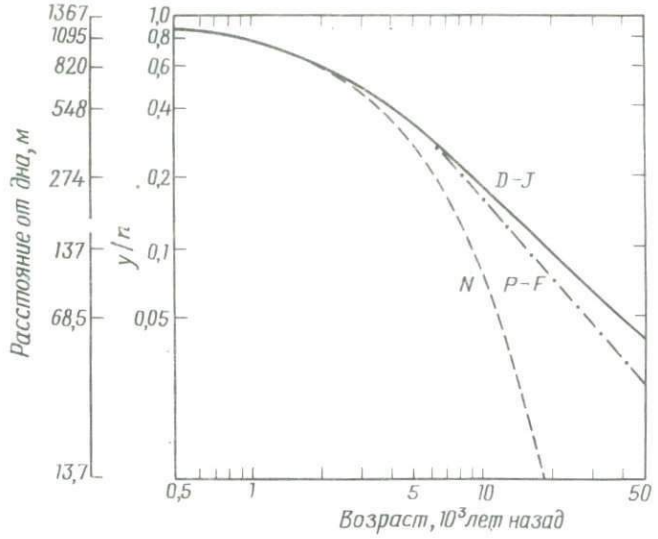


Рис. 15.3. Хронологические шкалы для скважины у станции Кемп-Сенчури, разработанные на основе моделей Дансгора — Йонссена (D — J), Фильберта — Федерера (P — F) и Ная (N). Шкала Хаммера и др. сливается в масштабе графика со шкалой Дансгора — Йонссена [416].

На нижележащих уровнях модель Ная дает более молодой возраст, чем другие модели, и это расхождение с увеличением глубины усиливается. Сравнение расчетных шкал времени с данными прямых измерений толщины годичных слоев льда приводит к выводу, что такие шкалы, полученные Хаммером с соавторами и Дансгором с Йонссеном, близки к действительности вплоть до хронологического уровня около 10 000 лет назад.

Определение изменений вертикальной скорости с глубиной, проводимые непосредственно в скважинах, позволяет избегать допущений, которые приходится делать при расчетах по моделям течения льда [412]. Тем не менее допущение стационарности ледникового щита и в этом случае остается необходимым, а скважины следует бурить у ледоразделов, поскольку только при этом условии данные о скорости, получаемые по ледяному керну, будут соответствовать истинному движению льда вдоль линий тока.

Расчеты шкал времени для удаленных от ледоразделов скважин, в которых используют двумерные модели течения льда, можно про-

водить с помощью ЭВМ. При этом использование современных значений толщины льда и скорости питания будет правомерным лишь при допущении, что исследуемый ледниковый щит стационарен. Очевидно, что в ледниковые эпохи все основные характеристики ледниковых покровов – их толщина, скорости питания, поля скоростей движения – принципиально отличались от современных. Поэтому все шкалы времени, разработанные на основании моделей течения льда, могут быть более или менее надежны лишь для последних 10 000 лет. В этой связи понятно, почему Хаммер и др. [186], говоря о дате 65 000 лет, полученной по их модели для начала последнего оледенения и неплохо увязывающейся с другими определениями возраста данного события, называют ее случайной.

Еще один источник возможных неточностей шкал времени, основанных на моделях течения льда, был указан Вертманом [556]. Этот источник может вести к серьезным искажениям возраста в случаях, когда скважины бурят в тех частях ледниковых щитов, где придонный лед приморожен к ложу, а вышележащий поступает из областей с талым ложем и донным скольжением. При переходе из области скольжения в область примораживания придонный лед должен замедлять движение. По этой причине для поддержания неизменности средней скорости движения льда движение верхних слоев должно ускоряться. Так что при переходе из первой области во вторую верхние слои испытывают горизонтальное растяжение, а значит – и вертикальное сжатие, тогда как придонные слои, наоборот, сжимаются по горизонтали и растягиваются по вертикали. Противоположный процесс происходит при движении льда из области примораживания к ложу в область донного скольжения. Все изменения в скоростях вертикальных деформаций, сопровождающие такие переходы, приводят к искажениям толщины годичных слоев льда, а следовательно, и к изменениям шкал времени. Между тем в обычных моделях течения льда этот эффект игнорируют. Возможно, что в прошлом такой тип течения льда был характерен для района станции Бэрд в Западной Антарктиде.

Помимо расчетов по моделям при датировании ледяного керна из скважин можно использовать еще три метода:

1. Подсчет годичных слоев, который возможен, если в каких-либо особенностях льда различимы сезонные изменения;

2. Выявление маркирующих слоев известного возраста;
3. Использование радиоизотопов.

Теперь опишем эти методы и дадим их оценку.

Датирование на основе сезонных изменений

Выше уже указывалось, что для соотношения концентраций тяжелых изотопов кислорода и водорода в снегу полярных областей характерны сезонные изменения. Амплитуды этих последних снижаются в результате массообмена в снежной толще, механизм которого состоит в диффузии водяного пара; поэтому высокочастотные колебания изотопного состава, отражающие индивидуальные особенности отдельных метелей, довольно быстро сглаживаются. Еще более сильное сглаживание идет при просачивании талой воды. Когда же ее нет и при скоростях питания, превышающих 250 кг · $м^{-2}$ $год^{-1}$, сезонные различия могут сохраняться до трансформации фирна в лед [109]. Сглаживание сезонных различий продолжается и во льду, где оно связано с молекулярной диффузией, однако здесь этот процесс идет чрезвычайно медленно, так что сезонные циклы остаются различными на протяжении многих тысяч лет. Причем схема расчета "обратной диффузии", которая разработана Йонсеном [249], позволяет восстанавливать "потерянные" циклы и тем самым создает перспективу значительного расширения временного диапазона применимости метода. Однако характеристики диффузии, используемые в расчете, заимствуются из моделей течения льда, в связи с чем и этот метод требует допущения о стационарности ледникового покрова.

Определение возраста льда путем подсчета годичных слоев дает высокую точность; осложнения возникают лишь в связи с затруднениями в распознавании сезонной слоистости. С помощью этого метода Хаммер и др. [186] установили, что самый древний лед, вскрытый 404-метровой скважиной у станции Крет в центральной Гренландии, образовался в 548 году н. э. (с возможной погрешностью не более ± 3 года).

Сезонные изменения характерны и для концентрации микрочастиц, образующих примеси в ледяном керне из Гренландии и с островов Канадской Арктики, причем максимумы этой концентрации пада-

ют на весенние сезоны [182, 267]. Частицы пыли во льду не диффундируют, поэтому диапазон применимости этого метода абсолютной хронологии, как правило, оказывается шире диапазона изотопно-кислородного метода. Особенно надежные результаты можно получить при сравнении обоих методов (рис. 15.4), так как неясные циклы одного профиля часто бывают отчетливо выражены на другом. Применимость метода подсчета сезонных слоев по изменению степени запыленности для датирования льда с возрастом свыше 10 000 лет остается сомнительной: метеоусловия ледниковых эпох сильно отличались от современных, а само существование сезонных флуктуаций концентрации пыли в древнем льду остается недоказанным [186]. Еще более спорно наличие таких флуктуаций во льду Антарктиды [510], которая лежит гораздо дальше от источников эоловой пыли, чем Гренландия. Кроме того, скорости аккумуляции снега в Антарктиде настолько малы, что некоторые сезонные или даже годичные слои могут нацело выпадать из разрезов снежно-фирновых и ледниковых толщ.

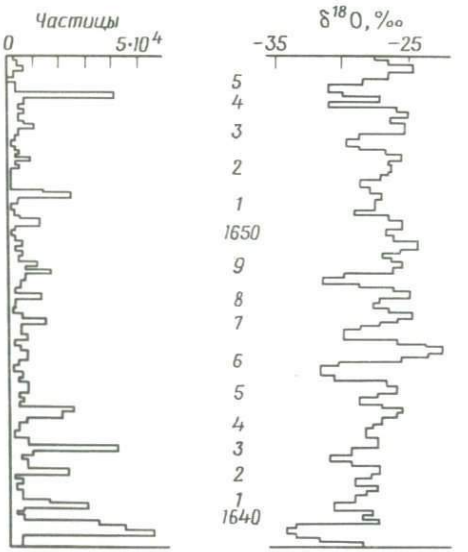


Рис. 15.4. Сезонные изменения концентрации микрочастиц и $\delta^{18}O$ в период с 1640 по 1655 г. по данным скважины у станции Дай-3 в Гренландии [184].

Изучение сезонных колебаний в концентрации микроэлементов (Na, Mg, Ca, K, Al) в ледяном керне из Гренландии было выполнено Лэнгуэем и др. [289]. Еще раньше удалось установить сезонные изменения в электропроводности воды, получаемой при растапливании образцов зимнего и летнего льда; эта электропроводность зависит от общей концентрации ионов, и ее легко измерить [289, рис. 21].

При многих достоинствах, датирование льда путем подсчета годичных слоев остается чрезвычайно трудоемким: оно требут анализа по меньшей мере 8 образцов из каждого годичного слоя. Достаточно сказать, что стратиграфическое исследование уже упоминавшегося 404-метрового керна со станции Крет в Гренландии свелось к изотопно-кислородному анализу более чем 17 тыс. образцов льда. Менее трудоемкий, но и менее точный метод состоит в измерении толщины годичных слоев по образцам керна, отобранным через определенные интервалы. И если ледниковый покров стационарен, толщина годичного слоя, лежащего на любой глубине, должна быть равной вертикальной скорости движения льда в том же месте, что создает возможность для расчета шкалы времени путем численного интегрирования уравнения (15.3).

Датирование по маркирующим горизонтам

Выпадения радиоактивных осадков, последовавшие за испытаниями ядерного оружия, начатыми в 1952 г., сформировали в ледниках и ледниковых покровах серию маркирующих горизонтов. Эти горизонты отличаются повышенной концентрацией трития и высокой β-активностью, которая связана главным образом с распадом ^{90}Sr и ^{137}Cs [418]. Установлено, что в Гренландии и Канадской Арктике пики β-активности на 1 – 2 года запаздывают относительно дат соответствующих испытаний, а в Антарктиде это запаздывание составляет от 3 до 4 лет. Самые четкие маркирующие горизонты образовались в Гренландии в 1953 и 1963 гг., в Антарктиде – в 1955 и 1965 гг.; в обоих этих случаях они создали прекрасную возможность для измерений средних скоростей аккумуляции за последующий период. Один из типичных профилей показан на рис. 15.5; представленный на нем пик 1965 – 1966 гг. образовался всед за взрывами ядерных бомб в 1961 и 1962 гг.

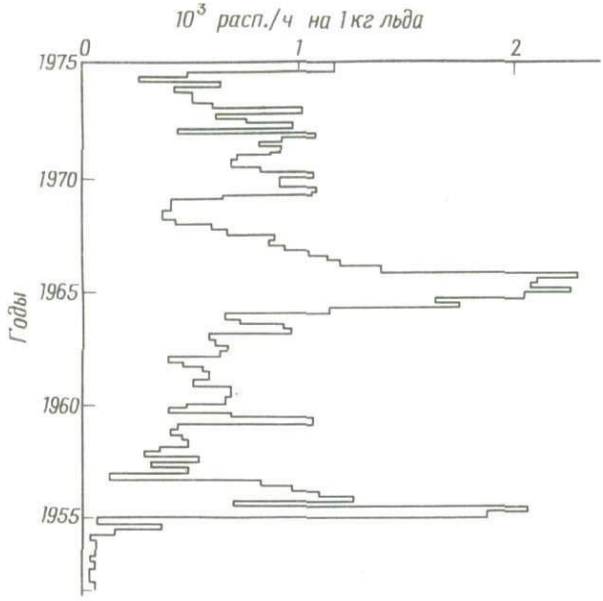


Рис. 15.5. Изменения удельной β-активности снега в зависимости от времени снегопадов у станции Южный полюс [285].

Специфические горизонты образуются во льду и в результате вулканических извержений. Они могут принимать форму видимых для глаза прослоек пепла или слоев льда с повышенной электролитической проводимостью и низким pH. Последнее объясняется наличием H_2SO_4, которая представляет собой продукт окисления H_2S и SO_2, внесенных с вулканическими продуктами. В разрезе Гренландского ледникового щита обнаружены следы всех вулканических извержений, происходивших в Северном полушарии за последние 200 лет. Эти следы – слои фирна и льда, содержащие примесь пепла и отличающиеся повышенной электропроводностью. Особенно четко выделяется слой 1783 г., связанный с извержением Лаки в Исландии [183]. Маркирующий слой того же возраста обнаружен и в керне из ледниковых скважин с островов Канадской Арктики, равно как и другой горизонт, вероятно образовавшийся после извержения Теры в восточной части Средиземного моря около 3500 лет назад [Фишер и Кёрнер, в печати].

С выпадением вулканического материала, вероятно, связано и образование изохронных отражающих горизонтов, обнаруживаемых при радиозондировании ледниковых покровов. Такие горизонты прослеживаются на многие сотни километров и потому могут служить основой для корреляции разрезов, вскрытых сильно удаленными друг от друга скважинами. Это значит, что хронологические шкалы, выработанные для одних скважин, могут быть распространены и на другие скважины.

Датирование по распаду радиоактивных изотопов

Для датирования льда могут быть использованы радиоактивные изотопы ^{210}Pb, ^{32}Si и ^{14}C. Первые два содержатся в атмосферных осадках [103, 96]. Методика их использования сводится к определению зависимости удельной β-активности снега или льда от глубины. Если A_0 и A_y – значения этой активности на поверхности и на глубине y, выраженной через ледовый эквивалент, а λ – константа радиоактивного распада, возраст льда t на глубине y может быть найден из выражения

$$\ln A_y = \ln A_0 - \lambda t.$$

Лед с возрастом до 100 лет можно датировать с помощью ^{210}Pb; диапазон применимости радиоизотопа ^{32}Si достигает 1000 лет. Точность датирования составляет только 10 – 25 %, а полевой сбор материала для анализа по ^{32}Si весьма сложен. Поэтому данные методы рекомендуем лишь для тех случаев, когда другие способы датирования льда, такие как подсчет годичных слоев, по той или иной причине неприменимы.

Лед можно датировать и радиоуглеродным методом, для чего используют CO_2 из воздушных пузырьков. Специальных прибор, сконструированный Эшгером и др. [392], может растапливать лед непосредственно в буровой скважине и собирать CO_2, который им отделяется от других газов, высвобождающихся при таянии. Но для получения количества ^{14}C, необходимого для датирования, приходится растапливать около пяти тонн льда. Полученные таким путем датировки обычно имеют статистические ошибки от 10 до 25 %, а в некоторых случаях, когда скважина вскрывает засоренные слои, могут

быть вообще неверными [393, 406]. Другой недостаток прибора состоит в том, что он способен работать только в сухой скважине, тогда как успешное бурение льда на глубинах свыше 400 м возможно лишь при заполнении скважины незамерзающей жидкостью, которая препятствует ее заплыванию. Возраст льда, вскрываемого в Гренландии и Антарктиде на глубине 400 м, не превышает 10 000 лет; между тем существует настоятельная необходимость в определении абсолютного возраста льда, сформировавшегося еще в ледниковую эпоху. Возможный путь к решению этой задачи открывает идея Мюллера [356], который предложил новую методику радиоуглеродного датирования, использующую циклотрон. При этом объектом счета должно стать не количество распадов, а число атомов ^{14}C, в связи с чем размер образцов, необходимых для датирования, должен сильно уменьшиться, и появится возможность определения абсолютного возраста непосредственно по кускам ледяного керна. Кроме того, использование ядерных ускорителей может расширить диапазон применимости радиоуглеродного метода, отодвинув его нижний предел за 40 000 лет назад, т.е. за максимальный возрастной рубеж, доступный для этого метода в настоящее время.

Определение древних скоростей питания

Данные о толщине годичных слоев льда, получаемые по сезонным колебаниям в соотношении изотопов кислорода или концентрации микрочастиц, могут быть трансформированы в скорости питания, что делают путем введения поправок на изменения плотности льда, изменения скоростей питания снизу вверх по линиям движения и на суммарную вертикальную деформацию льда со времени его формирования. Определение первой поправки трудностей не вызывает. В качестве второй используют результаты измерения современных скоростей питания вдоль линий движения. Третью поправку определяют следующим образом. Допустим, что хотя бы в пределах верхней половины ледниковой толщи вертикальная скорость деформации на глубине равна ее поверхностному значению. Поскольку лед несжимаем, его вертикальная скорость деформации должна равняться сумме двух горизонтальных компонент этой скорости в том же месте, взятой с обратным знаком. На поверхности эти компоненты можно измерять, что делают через определенные интервалы вдоль

линий движения. Вводят допущение, согласно которому скорости деформации со времени образования самого глубокого из исследуемых слоя льда оставались неизменными; о степени достоверности этого допущения можно судить по амплитуде изменений в полученных таким путем скоростях питания. Данный метод был использован Рихом и др. [440] при реконструкции распределения скоростей питания по глубине в трех пунктах Гренландского ледникового щита.

Иначе вводит третью поправку Най [375]. Допустив, что вертикальная скорость деформации вдоль любой вертикали во льду в любой момент одинакова и что таяния у ледникового ложа нет, он получил уравнение

$$c/c(y) = h/y, \qquad (15.15)$$

где $c(y)$ – толщина годичного слоя, отстоящего от ложа на расстояние y; c – скорость питания и h – толщина ледникового покрова в месте отложения снега, из которого образовался данный слой льда. При этом надо знать конфигурацию линий тока льда, зато отпадает необходимость в допущении условий стационарности. Все величины в уравнении (15.15) выражаются через толщину ледового эквивалента.

Примеры изотопно-кислородных профилей

На рис. 15.6 представлены изотопно-кислородные профили из двух районов, лежащих по разные стороны от Баффинова залива в 600 км друг от друга, – Гренландского ледникового щита у станции Кемп-Сенчури (77,2° с.ш., 61,1° з.д., толщина льда 1390 м) и ледникового купола острова Девон (75,4° с.ш., 82,5° з.д., толщина льда 299 м). Станция Кемп-Сенчури расположена на изолированной ледяной гряде, в связи с чем лед, поступающий из центральной части ледникового щита, обходит ее с севера и востока. Это подтверждается в районе станции скоростью движения, которая равна лишь 5 м · год$^{-1}$ и явно слишком мала для того, чтобы масса льда, ежегодно накапливающаяся в 450-километровой зоне между главным ледоразделом и станцией, могла быть вынесенной к краю щита. Приведенная скорость позволяет предполагать, что весь лед с возрастом менее 10 000 лет образовался здесь не дальше чем в 50 км от скважины. Скважины острова Девон лежат лишь в 900 м от главного ледораздела ледникового купола.

Хронологическая шкала, разработанная для скважины Кемп-Сенчури, базируется на модели течения льда, предложенной Дансгором

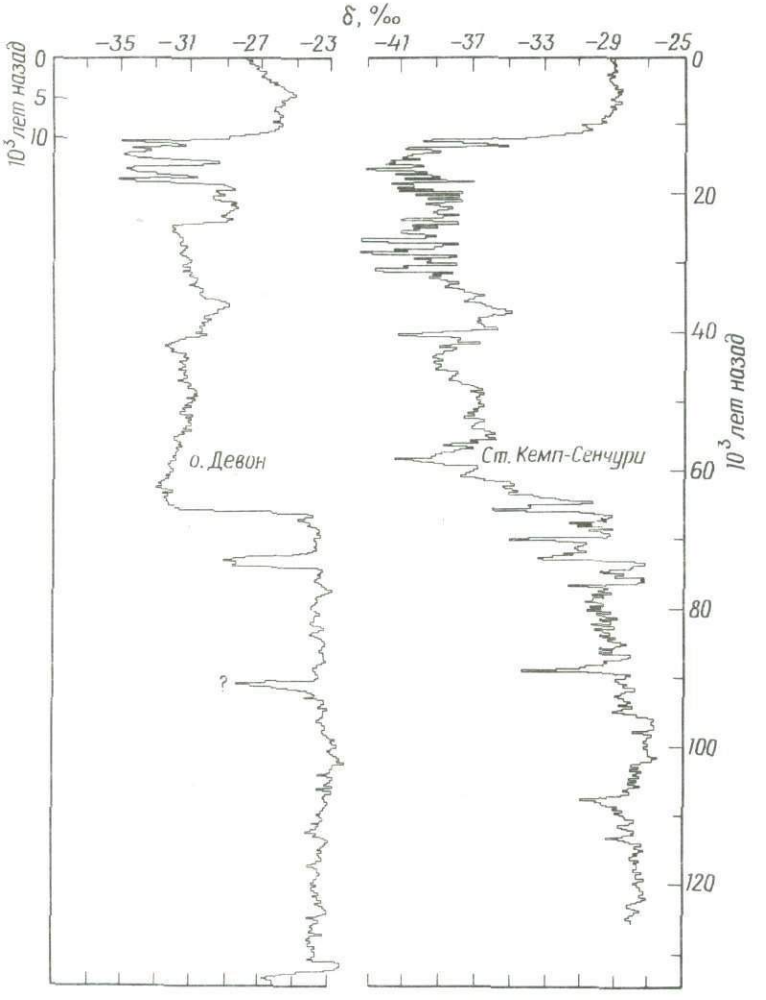


Рис. 15.6. Изотопно-кислородные профили по ледяному керну с острова Девон и со станции Кемп-Сенчури в Гренландии [412].

и Йенссеном и проверенной до глубины, соответствующей рубежу 10 000 лет назад, по сезонным колебаниям δ и концентрациям микрочастиц; ее точность оценивается величиной ± 3 %. С переходом возраста льда за рубеж 10 000 лет назад надежность этой шкалы все более снижается, так как основополагающее допущение о стационар-

ности ледникового щита почти наверняка не отвечает действительности. Шкала времени по острову Девон получена путем численного интегрирования фактических данных о распределении вертикальных скоростей льда по глубине, которые до уровня 5 000 лет назад проверены по сезонным колебаниям в концентрации микрочастиц, а также датированием по ^{32}Si и ^{14}C [406]. Датирование уровней, лежащих ниже слоя с возрастом 10 000 лет, здесь выполнено путем корреляции характерных элементов изотопно-кислородного профиля с соответствующими элементами профиля Кемп-Сенчури, а затем также сравнением профилей концентрации микрочастиц, построенных для обоих районов [136].

Сопоставление двух профилей, составленных по двум 10-метровым колонкам придонного льда с острова Девон, показало, что каждый из них содержит перерывы, которые, видимо, следует объяснять нарушениями, возникающими во льду при его движении через выступы и впадины неровного ледникового ложа. Нижняя часть кривой по острову Девон, представленной на рис. 15. 6, скомбинирована из двух профилей, построенных по анализам керна из двух разных скважин; несмотря на это, в ней все еще могут быть пропуски. Керн со станции Кемп-Сенчури лишен этого недостатка, поскольку его горизонты, имеющие возраст около 10 000 лет, извлечены с уровня, который отстоит от ложа на 260 м, а самые нижние 16 м этого керна из рассмотрения исключены.

Главные элементы профилей рис. 15.6 аналогичны: это висконсинское оледенение, которое представлено льдом с крайне отрицательными значениями δ и абсолютным возрастом, лежащим в интервале от 65 000 до 10 000 лет назад; предшествующий оледенению период был сравнительно высокотемпературным, и последовавшее за оледенением время (голоцен) также было теплым. Однако при детальном рассмотрении профилей можно видеть и значительные различия, которые требуют специального анализа, поскольку основные тенденции в развитии климата обоих районов должны быть сходными. На этих двух профилях нашел отражение климатический оптимум голоцена, который в обоих случаях приурочен к хронологическому уровню 5000 лет назад, однако снижение значений δ, произошедшее на последующем этапе голоцена, на острове Девон составило 2,2 ‰, а на станции Кемп-Сенчури – лишь 0,6 ‰ (последняя цифра получена после введе-

ния поправки на разницу высот пунктов образования и современного залегания образцов льда). Существуют многочисленные факты, свидетельствующие о том, что после климатического оптимума произошло заметное похолодание. Почти полное отсутствие его следов в изотопном профиле со станции Кемп-Сенчури, видимо, следует объяснять тем, что здесь оно оказалось уравновешено повышением местных температур, связанным с сокращением толщины ледникового щита. Введение соответствующей поправки резко улучшает корреляцию обоих профилей; на том и другом становятся различимы многие детали, такие как "малый ледниковый период" XVII – XVIII вв. и потепление первой половины XX в. Однако амплитуды резкого сдвига в значениях δ, приуроченного к границе плейстоцена и голоцена (около 10 000 лет назад), остаются неодинаковыми: у станции Кемп-Сенчури эта амплитуда составляет 11‰, а на острове Девон – 8‰. По всей вероятности, эта разница должна объясняться существенным изменением высоты Гренландского ледникового щита в районе Кемп-Сенчури в конце ледниковой эпохи. Можно думать, что этот щит испытал снижение, связанное с перестройкой полей движения льда, которая в свою очередь явилась результатом позднеледникового повышения уровня моря; иными словами, представляется вероятным, что висконсинский лед, вскрытый здесь скважиной, образовался у главного ледораздела древнеледникового щита, а голоценовый лед района сформировался не далее чем в 50 км от станции [407]. Что касается изотопного сдвига на 8‰, видимого на профиле с острова Девон, то и его вряд ли можно связывать только с изменением климата. Поправка на утончение ледникового купола острова, определенное по данным об отступании его краев, составила здесь 1‰, так что чистым следствием климатических изменений явился сдвиг на 7‰. Значения δ для периода, предшествовавшего рубежу 65 000 лет назад, на профилях со станции Кемп-Сенчури и с острова Девон оказались в основном менее отрицательными, чем для климатического оптимума голоцена. Казалось бы, на этом основании можно предположить, что температуры рассматриваемого периода были выше, а ледники меньше, чем в современную эпоху. Однако, судя по нескольким независимым группам фактов, уровень Мирового океана в период между 65 000 и 120 000 лет назад был ниже современного, что могло быть только следствием более обширного оледенения. Объяснение этого парадокса, по-видимому, следует искать в серьезных неточностях хроноло-

гической шкалы, принятой для скважины Кемп-Сенчури. Если же дело не в ней, то приходится допустить, что около 65 000 лет назад произошла крупная перестройка атмосферной циркуляции, в связи с чем главный источник осадков, питавших ледники района Баффинова залива, изменился.

Можно привести и другие примеры ошибок, которыми чреваты попытки реконструировать палеоклимат по керну лишь одной скважины. Зато изотопные данные по двум или нескольким скважинам приобретают повышенную ценность, так как они позволяют отделять климатические эффекты от неклиматических. Однако и такие данные не гарантируют получения однозначных решений, поэтому не следует исключать возможности сосуществования нескольких интерпретаций одной и той же группы фактов.

Лучшим источником информации по палеоклимату Антарктиды пока является изотопно-кислородный профиль, составленный по керну из 906-метровой скважины с купола С (74,7° ю.ш., 124,2° в д.) [317]. Этот профиль характеризует фирново-ледяную толщу, образовавшуюся за последние 32 000 лет. Скважина расположена близ ледораздела, поэтому в ее керне нет льда из более высоких уровней; можно также принять, что абсолютная высота района скважины за указанный период сильных изменений не претерпела. К тому же глубина скважины составляет лишь около четверти общей толщины купола С, в связи с чем хронологические шкалы, построенные для нее по разным моделям течения льда, оказались чрезвычайно близкими. Самая "холодная" часть профиля охватывает интервал от 25 000 до 15 000 лет назад, затем она сменяется интервалом быстрого потепления, имевшего амплитуду около 5‰ и достигшего голоценовых температур к рубежу 10 000 лет назад. В голоценовой части профиля также видны флуктуации, однако сколько-нибудь ясный тренд не выражен. На все эти крупные изменения профиля наложены колебания второго порядка. Те же основные особенности характерны и для изотопно-кислородного профиля, построенного по керну из 952-метровой скважины со станции Восток (78,5° ю.ш., 107,5° в.д.). Эта скважина находится примерно в тех же условиях, что и скважина с купола С, и охватывает приблизительно тот же период времени [38].

Единственная скважина, достигшая ложа во внутренней области Антарктиды, расположена у станции Бэрд (80° ю.ш., 120° з.д.). По ее керну также построен изотопно-кислородный профиль, однако его палеоклиматическая интерпретация сильно затруднена, так как эта

скважина лежит в 160 км от ледораздела. Указанный профиль был подробно проанализирован Эпштейном и др.[130] и Йонсеном и др. [251], что сделано даже раньше, чем появились необходимые сведения о движении льда между ледоразделом и станцией Бэрд. Из-за этого ценность выполненных интерпретаций спорна; достаточно сказать, что выводы Йонсена и др. основывались на допущении о движении льда по линии, которая, судя по более поздним измерениям, оказалась втрое длиннее фактической. Сомнительна и правильность хронологической шкалы, выработанной для этой скважины [455]. Данная шкала явно короче, чем шкалы по скважине Кемп-Сенчури. так как самый древний лед здесь должен быть уничтожен донным таянием.

Глубокие изотопно-кислородные профили имеются также для станции Литл-Америка (78,2° ю.ш., 168,2° з.д.) на шельфовом леднике Росса [111] и для Земли Адели (66,7° ю.ш., 140° в.д.) [316]. Оба этих района находятся на побережье Антарктиды,тем не менее бурение в них велось в области питания. Керн из этих скважин не был датирован, а форма изотопных профилей не поддается объяснению.

Следы таяния

Талая вода, просачивающаяся через снег в инфильтрационной зоне субполярных ледниковых куполов, повторно замерзает, образуя слои грубозернистого фирна, неправильные ледяные прослойки, жилы и линзы. Интенсивность таяния определяется средними, а возможно, и максимальными температурами летних сезонов. Лед, образовавшийся в результате замерзания такой воды, сохраняет до определенной глубины признаки, позволяющие отличать его от льда, образованного уплотнением фирна. В этой связи изменения в процентном содержании льда первого типа с глубиной могут дать материал для реконструкции колебаний летних палеотемператур.

Данные о таких колебаниях на ледниковом куполе острова Девон получены Кёрнером [268]. В целях снижения "шума", связанного с беспорядочным расположением следов таяния, Кёрнер построил свой профиль по комбинации данных из трех скважин, пробуренных в радиусе 500 м. Поскольку же талая вода нередко просачивается через несколько годичных слоев, он использовал средние значения, определявшиеся для 5-метровых интервалов глубин. При этом было

установлено, что в исследованном районе следы таяния остаются различимыми до глубины 145 м во льду возраста около 700 лет. Удалось также выяснить, что для 14 лет, по которым имеются данные по морским льдам, существует хорошая корреляция между степенью льдистости годичных слоев фирна и площадями открытой воды в проливах Канадского Арктического архипелага.

Данные Кёрнера показывают, что самые теплые за последние 700 лет летние сезоны приходятся на период после 1925 г. Этот факт следовало бы учитывать при перспективном планировании танкерных перевозок нефти и конденсата, добываемых на новых месторождениях в Арктике. В общем холодные летние сезоны были характерны для всего времени, продолжавшегося с 1600 по 1860 г., а особенно холодные – для периодов 1685 – 1710 и 1820 – 1860 гг. Несколько Британских военно-морских экспедиций, пытавшихся обойти Америку по Северо-Западному проходу, как раз падают на годы последнего периода. Не приходится сомневаться, что их неудачи были во многом предрешены рекордно низкими летними температурами и тяжелыми ледовыми условиями этого периода.

Общее газосодержание

Выше уже указывалось на неоднозначность интерпретации изотопно-кислородных профилей: изменение величины δ может быть следствием изменений как температур, так и толщины ледниковых покровов. Изменения δ с периодом в несколько сотен лет и меньше, как правило, имеют климатическую природу, однако более долговременные изменения, в частности повышение и понижение температуры при переходе от ледниковых эпох к межледниковым и обратно, для своего объяснения требуют дополнительных данных. Такие данные можно получить путем измерения общего газосодержания льда.

В ходе трансформации снега в лед на полярных ледниках наступает момент, когда поры фирна замыкаются, давая начало образованию воздушных пузырьков. Количество газа, заключенного в некотором определенном объеме пор, должно зависеть от атмосферного давления, а следовательно – от абсолютной высоты, на которой залегает этот фирн во время замыкания пор. Если V – общее газосодержание льда с массой, равной единице, которое измерено при стандартной температуре T и давлении P, а V_c – объем пор в той же массе в

момент их замыкания, то

$$V/V_c = (P_c/T_c)(T/P), \qquad (15.16)$$

где T_c и P_c – температура и атмосферное давление в момент замыкания пор. Значения V_c для современного льда определяются путем сравнения плотности фирна, находящегося в стадии замыкания пор, с плотностью чистого льда. Первый вариант этого метода предложен при допущении, что V_c при всех условиях остается постоянным. Однако это допущение неправомерно, так как объем пор изменяется в зависимости от размера зерен, а этот размер в свою очередь изменяется в зависимости от таких параметров, как скорость питания и температура. Поэтому новый вариант методики предполагает эмпирическое определение значений V_c.

Рейно и Лебель [438] измерили величину V в 142 образцах, отобранных главным образом из новообразованного льда в шести пунктах Гренландского и Антарктического ледниковых покровов. Поскольку величина V_c неизвестна, они исследовали связи между V и высотами точек взятия образцов, причем, строго говоря, эти высоты должны

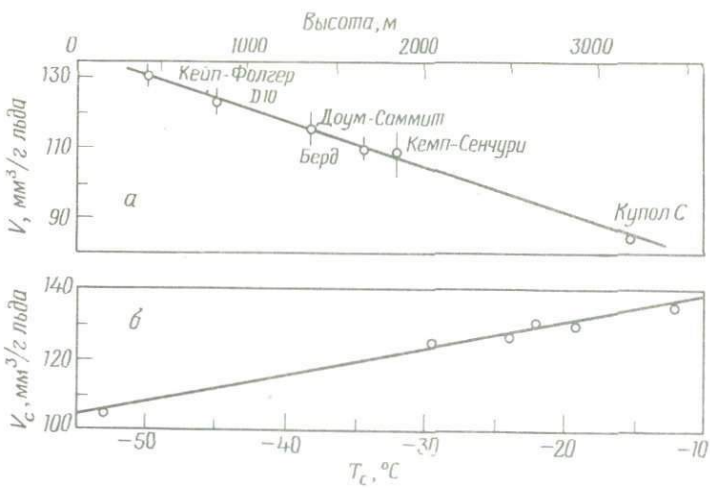


Рис. 15.7. *а* – Зависимость полного газосодержания антарктического и гренландского льда от абсолютной высоты пункта льдообразования. Длина вертикальных отрезков указывает значения статистических ошибок. *б* – зависимость расчетного объема пор (в момент замыкания) от температуры [438].

тесно коррелироваться не с газосодержанием единицы массы льда, а с количеством газа на единицу объема пор, т.е. с V/V_c. Тем не менее полученная корреляция оказалась высокой, что отражено на рис. 15.7, *а*. Было сделано допущение, что уклон прямой на графике, соответствующий снижению V на 1,7 мм^3 · г$^{-1}$ с увеличением высоты на каждые 100 м, будет характерен и для старого льда, включая лед, сформированный в плейстоцене. Оценив P_c и T_c для пунктов взятия образцов и использовав величины V, полученные измерениями, Рейно и Лебель нашли современные значения V_c из уравнения (15.16). Причем обнаружилась хорошая корреляция между V_c и T_c (рис. 15.7, *б*). На этом основании они сделали допущение, что V_c целиком определяется T_c и может быть получено из эмпирической формулы

$$V_c = 0{,}74T_c - 57, \qquad (15.17)$$

где V_c выражается в мм^3 · г$^{-1}$, а T_c – в величине К. Отметим, что это допущение противоречит уравнению (15.16). Из уравнений (15.16) и (15.17) следует, что

$$V = P_c(0{,}74 - 57/T_c)(T/P),$$

и, таким образом,

$$\Delta V \simeq 57(P_c/T_c^2)(T/P)\Delta T_c. \qquad (15.18)$$

Подстановка численных значений показывает, что понижение температуры в пункте замыкания пор на 1 К снижает величину V приблизительно на 0,2 мм^3 · г$^{-1}$. Рейно и Лебель считают эту величину той долей общего снижения V при увеличении высоты поверхности, равного, как уже указывалось, 1,7 мм^3 · г$^{-1}$ на 100 м (рис. 15.7, *а*), которая связана с температурой. Обращает на себя внимание то, что оба градиента получены на основе данных одной и той же группы измерений.

Изложенный метод позволяет оценивать количественно то влияние, которое изменения толщины льда оказывают на значения $\delta^{18}O$, полученные в результате измерений; при этом методе необходимо учитывать высотный температурный градиент (–1 К на 100 м увеличения высоты) и зависимость δ от температуры (–0,6‰ на 1 К). Конкретные вычисления ведутся методом последовательных приближений.

Например, $\delta^{18}O$ современного и поздневисконского льда у станции Кемп-Сенчури различается на 11‰, а их V – на 15 мм$^3 \cdot$ г$^{-1}$. Если все изменение V считать следствием одного лишь уменьшения толщины льда, это утончение должно было бы составить 1500/1,7, или около 900 м. Однако фактически некоторую часть изменения V следует отнести за счет повышения температуры. Если допустить, что это повышение составило 10 К, величина V должна сократиться на 2 мм$^3 \cdot$ г$^{-1}$. В таком случае оценка величины утончения льда снижается до 800 м, а связанное с ней сокращение δ будет равным около 5‰. Отсюда следует, что изменение δ, вызванное климатическими причинами, равняется лишь 6‰, а это соответствует температурному сдвигу на 10 К, сделанное же ранее допущение об амплитуде этого сдвига на границе плейстоцена и голоцена правильно. В итоге Рейно и Лебель пришли к выводу, что в позднем висконсине температуры в районе Кемп-Сенчури были именно на 10 К ниже, а поверхность ледникового щита на 800 м выше, чем в современную эпоху.

Метод измерения общего газосодержания льда представляется перспективным, однако пока он не свободен от нескольких дефектов и недоработок: 1) не найден самостоятельный способ определения величины V_c; 2) он использует допущение о постоянстве уклона прямой на графике рис. 15.7, *а* для случаев как современного, так и древнего льда, что вряд ли правомерно; 3) метод предполагает, что величина V подвержена лишь долговременным изменениям, тогда как на самом деле для нее характерен и сезонный ход; сезонные колебания V имеют размах до 10 мм$^3 \cdot$ год$^{-1}$, т.е. они эквивалентны изменениям высоты на 600 м [438]. Такие колебания – следствие изменений объема пор, которые зависят от сезонных температурных колебаний и величины зерен фирна. Поэтому в каждой точке исследований следует брать по нескольку образцов. Именно так делали Рейно и Лебель: на своих участках они часто брали по десятку образцов, размеры которых во всех случаях (кроме купола С) были меньше толщины годичных слоев.

Примеси в фирне и во льду

Разрезы полярных ледниковых щитов содержат данные об аэрозолях за многие тысячелетия, хотя концентрации выпавших веществ

обычно чрезвычайно низкие. Аэрозоли, попадающие в снег, фирн и лед, связаны с четырьмя источниками: 1) океаническим (брызги морской воды); 2) наземным (материал земной коры, поступающий в атмосферу в виде эоловой пыли и тонких продуктов вулканических извержений, а также некоторые биогенные материалы, в частности пыльца растений); 3) внеземным (космическая пыль и продукты разрушения метеоритов); 4) антропогенным (различные загрязнители). Изучение примесей, попавших в снег и лед через атмосферу, даст материал для решения ряда важных проблем. В частности: 1) оно позволит существенно обогатить информацию о вулканических извержениях прошлого, распространив ее далеко за пределы исторического периода. Эти данные покажут, идут ли вулканические процессы с постоянной интенсивностью или для них характерно чередование этапов активизации и покоя. Изучение корреляции между извержениями вулканов и колебаниями температур, восстановленными по изменениям $\delta^{18}O$, даст объективный материал для оценки климатических эффектов вулканизма; 2) при наличии сведений об интенсивности снегонакопления можно будет определить скорость накопления космического вещества; 3) измерение содержания микроэлементов в слоях льда, образовавшихся в доиндустриальную эпоху, создаст базу для определения их естественной ("фоновой") концентрации в атмосфере; оно также позволит ответить на вопрос, испытывает ли концентрация этих элементов современное увеличение. Наконец, поиск антропогенных примесей в полярных ледниковых покровах покажет, приняло ли антропогенное загрязнение атмосферы глобальные масштабы.

Главная проблема, возникающая при измерениях микроэлементов как в поле, так и в лабораториях, связана с загрязнением образцов. Очевидно, что именно этим загрязнением следует объяснять противоречивость полученных до сих пор данных.

Происхождение примесей определяется по присутствию в образцах льда определенных характерных элементов, а также по соотношениям концентраций разных элементов. Например, натрий и хлор почти во всех случаях поступают из океана, кремний и алюминий приходят с продуктами разрушения земной коры, никель, иридий и платина могут иметь космическое происхождение. Но если источник одних материалов, например экзотических загрязнителей, определя-

ется однозначно, то генезис других представляет проблему. Сульфаты, например, поступают и из океана, и с материалами вулканических извержений, и с продуктами сжигания минерального топлива. Правда, соотношения концентраций калия и натрия, алюминия и кремния в породах земной коры отличны от тех же соотношений в вулканическом пепле. Однако в интерпретации таких соотношений имеются свои трудности, на которые указал Пиччиотто [417]. Так, соотношения элементов, входящих в состав земной коры, меняются от места к месту, а их соотношения в морских аэрозолях, образующихся при распылении поверхностного слоя воды толщиной в несколько миллиметров, не обязательно соответствуют составу всей водной массы океана. Кроме того, при воздушном переносе в аэрозолях происходит химическое фракционирование. Поэтому все выводы, основанные на данных о соотношениях концентраций примесей, должны приниматься с большой осторожностью.

При изучении загрязнителей и других примесей принято допущение, что их концентрации в образцах снега и льда аналогичны концентрациям в атмосфере (которая, собственно, и представляет наибольший интерес). Наивность этого допущения показана Джангом [255]. Микроэлементы в атмосфере присутствуют в форме аэрозолей и газов, которые различными путями переходят в осадки, что может происходить как в облаках, так и под ними, а выпадают аэрозоли не только с осадками, но и в сухом виде. Каждый из этих процессов создает особую концентрацию аэрозолей на поверхности снега, которая затем испытывает новые изменения под воздействием процессов испарения и конденсации.

Эта проблема специально изучалась на куполе С в Антарктиде, где Бутрон и Лориус [67] провели совместное измерение концентраций 12 тяжелых элементов в снегу и в нижних слоях атмосферы. При этом выяснилось, что концентрации всех элементов, кроме натрия, различаются не более чем на сумму обеих статистических ошибок, хотя в 9 случаях из 12 концентрации микроэлементов в снегу оказались более высокими, чем в атмосфере. Весь этот вопрос требует дополнительных исследований.

Концентрация микрочастиц

Различия в распределении концентраций микрочастиц, т.е. частиц с диаметром от 0,5 до 15 мкм, по глубине определялись в ледяном

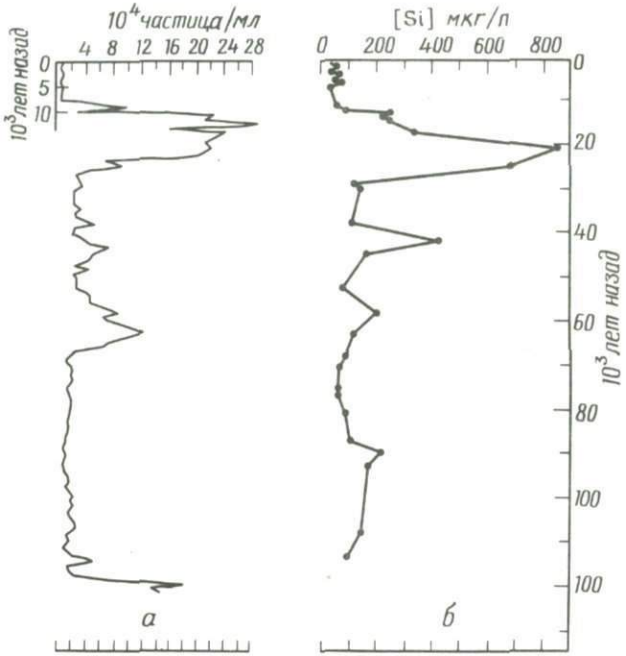


Рис. 15.8. *а* — концентрация микрочастиц в керне из скважины на ледниковом куполе острова Девон. Нижний метр профиля исключен. *б* — концентрация кремния в керне со станции Кемп-Сенчури. Справа — хронологическая шкала для скважины Кемп-Сенчури.

Вертикальный масштаб профиля по острову Девон подобран с учетом положения "зубцов" на изотопно-кислородном профиле по тому же ледниковому куполу (рис. 15.6) [136].

керне из Гренландии [184, 509], Антарктиды [509] и с острова Девон [267]. Результаты по частицам с диаметром свыше 1 мкм из керна с острова Девон представлены на рис. 15.8. Установлено, что количество микрочастиц, приходящееся на лед заключительных стадий висконсинского оледенения (от 24 000 до 12 000 лет назад), в 20 – 30 раз превосходит современное. Изменилось и распределение частиц по размерам: при переходе от голоценового льда к висконсинскому резко повышается относительная роль наиболее мелких частиц. Увеличение концентрации микрочастиц во льду, сформировавшемся в ледниковую эпоху, столь значительно, что это нельзя объяснить только уменьшением осадков. К тому же сокращение осадков никак не

могло повлиять на размеры микрочастиц. Кёрнер, считающий эти частицы эоловыми, связывает их измельчение, характерное для ледниковых эпох, с удлинением путей переноса от районов дефляции горных пород к местам отложения пыли. А максимумы концентрации, приуроченные к придонным частям керна, объясняются тем, что на начальных этапах своего роста ледниковые купола еще близко соседствовали с источниками эолового материала.

Самая высокая концентрация микрочастиц, установленная для керна со станции Кемп-Сенчури, также приходится на период между 24 000 и 12 000 лет назад. Не столь ясно выраженный пик в концентрации частиц обнаружен и в керне со станции Бэрд, причем и здесь он падает примерно на то же время. Дополнительную информацию дают измерения концентрации отдельных элементов, результаты которых приводятся ниже.

Микроэлементы естественного происхождения

Крейнгер и др. [167] определили концентрации алюминия, кальция, магния, калия, кремния, натрия и сульфата в ледяном керне со станций Кемп-Сенчури и Бэрд. Данные по кремнию показаны на рис. 15.8, *б*. Установлено, что в районе Кемп-Сенчури все концентрации начали увеличиваться около 65 000 лет назад, т.е. одновременно с резким похолоданием, выявленным по изотопно-кислородным профилям (рис. 15.6). Самые большие концентрации приходятся на заключительную часть ледниковой эпохи. Был определен "избыток пыли", или разность между ее средними концентрациями на различных этапах оледенения и в последние 10 000 лет; этот избыток относят не за счет усиления вулканизма, а за счет увеличения эоловой пыли, поступающей со свободных от льда пространств. Активизация эоловых процессов в конце оледенения наводит на мысль, что интенсивность атмосферной циркуляции того времени была значительно выше современной. Отмеченный прирост поступлений кальция предлагается объяснять дефляцией карбонатных пород, которые должны были обнажаться на шельфах при эвстатических падениях уровня океана.

В керне со станции Бэрд концентрация также изменяется по глубине, как и на станции Кемп-Сенчури, хотя хронологическая "привязка" этого керна остается ненадежной. Сравнение соотношений в концентрациях различных элементов не позволяет сделать опреде-

ленных выводов об их генезисе [101]. Томпсон [509] считает, что эти элементы связаны в основном с вулканизмом. Если это верно, то речь, видимо, должна идти об извержениях местных вулканов, так как глобальное усиление вулканических процессов оставило бы следы и в керне со станции Кемп-Сенчури и с острова Девон. Впрочем, эти следы могли и "потеряться" в массе эолового материала. С другой стороны, Томпсон исследовал только самые чистые 10 % керна, рассмотрев лишь частицы, диаметр которых попадает в интервал 0,65 – 0,82 мкм; такая выборочность могла повлиять на его выводы.

Бутрон и Лориус [67] измерили концентрации 12 металлов в 5-метровом шурфе на куполе С, на дне которого вскрывался слой, образованный из снега 1914 г. Соотношение концентраций магния и натрия здесь оказалось почти таким же, как в морской воде, а содержание кальция, железа, марганца и калия относительно алюминия было близким к аналогичным характеристикам земной коры. Зато содержание кадмия, меди, свинца, серебра и цинка относительно алюминия оказалось в 10 – 10^4 раз выше. На протяжении 1914 – 1974 гг. все измеренные соотношения сильно менялись, однако какого-либо систематического тренда в их изменениях не обнаружено. По мнению Бутрона и Лориуса, это исключает возможность их связи с антропогенным загрязнением: причину этих изменений названные исследователи видят в вулканизме.

Загрязнители

Из данных рис. 15.9 следует, что в северо-западной Гренландии концентрации неморского сульфата и свинца после 1945 г. утроились; увеличение сульфата, видимо, следует объяснять усилением сжигания минерального топлива; это увеличение свидетельствует о том, что сфера влияния "кислых дождей" распространилась и на Гренландию. Увеличение концентраций свинца, очевидно, связано со сжиганием этилированного бензина. Хотя этот вывод и встречает возражения, Пиччиотто [417] показал, что в Альпах, где тоже отмечено увеличение концентрации свинца, соотношение ^{208}Pb к ^{204}Pb в современном снегу практически не отличается от такого же соотношения в бензине, тогда как в древних слоях льда оно совсем другое. Концентрация цинка в Гренландии возросла с 1900 г. вдвое [199]. Произошло

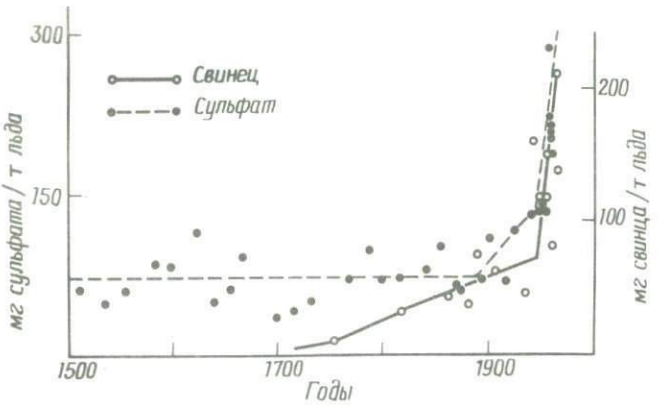


Рис. 15.9. Зависимость концентраций свинца и неморских сульфатов от возраста льда северо-западной Гренландии [357, 271].

ли увеличение концентрации ртути, остается неясным, так как измерения, выполненные разными исследователями в разных частях Гренландии, дают стократный разброс результатов. Правда, новейшие наблюдения с довольно большой определенностью показывают, что в последние 200 лет количество ртути в снегу и фирне не менялось [32].

Исследование концентраций сульфата в Антарктиде, проведенное Дельма и Бутроном [113] на станции Южный полюс и куполе С, показали, что для периода с 1950 по 1975 г. в этих концентрациях не усматривается какого-либо тренда. Несовпадение этого вывода с данными по Гренландии можно объяснить тем, что основная масса минерального топлива сейчас сжигается в Северном полушарии. Двуокись серы переносится в верхней тропосфере, и экваториальная зона может создавать барьер для этого переноса. Зато пик в концентрации сульфата, связанный с извержением вулкана Агунг на острове Бали в 1963 г., оказался четко выраженным и в Антарктиде, что также объяснимо, так как вулканические сульфаты достигают стратосферы и беспрепятственно распространяются по всему земному шару. Не регистрируется в Антарктиде и современное увеличение концентрации свинца и цинка [67].

При взрывах атомных и водородных бомб образуется ^{239}Pu и ^{240}Pu, которые распространяются повсеместно через стратосферу; через 1 – 2 года они начинают выпадать в полярных областях. В ле-

дяном керне из южной Гренландии выражен пик радиоактивности 1946 – 1948 гг., который связан с накоплением изотопов плутония, возникших при первом испытании атомной бомбы в Нью-Мексико и взрывах над Хиросимой и Нагасаки. Два более крупных пика, падающие на интервалы 1955 – 1960 и 1963 – 1965 гг., отражают этапы самых интенсивных испытаний ядерного оружия [272]. В Антарктиде пик конца 1950-х годов проявился значительно сильнее второго пика, что вполне объяснимо, так как почти все испытания 1960-х годов проводились в высоких широтах Северного полушария. В 1976 г. радиоактивность снега составляла лишь 1,4 % максимальной: по-видимому, почти вся масса изотопов плутония, попадавшего в атмосферу при взрывах, к настоящему времени удалена.

Вулканические отложения

Различимые глазом вулканические отложения встречены в керне со станции Бэрд [163, 280]. Они образуют 25 прослоек пепла и около 2000 ледяных "лент", которые выглядят мутными из-за значительной примеси вулканических частиц. Большая часть этих прослоек и "лент" приурочена к части разреза, вероятный возраст которой лежит в интервале от 16 000 до 30 000 лет назад. Пепловые горизонты содержат многочисленные чешуйки вулканического стекла, имеющие признаки непосредственного выпадения из атмосферы. Судя по составу пеплов, их образование связано с вулканами, лежащими в радиусе 500 км от станции Бэрд [280]. Исследования в Антарктиде делают очевидным, что ледяной керн из скважин, пробуренных близ активных вулканов, может быть источником наиболее полных данных по истории их извержений и составу продуктов.

Свидетелем отдаленных вулканических извержений являются слои льда, отличающиеся низким pH и высокой удельной электролитической проводимостью. Такие слои широко представлены как в голоценовых, так и в более древних частях ледниковых разрезов у станции Кемп-Сенчури и на острове Девон. Особенно заметный след оставило в них извержение Лаки в Исландии в 1783 г. А слой льда с рекордно низким pH, выявленный на острове Девон, Фишер и Кёрнер связывают с извержением Теры в восточном Средиземноморье, бывшем около 3500 лет назад. Это извержение никак не отразилось на изотопно-кислородных профилях, поэтому можно думать, что отдельные извер-

жения вообще не могут вызывать климатических изменений глобального масштаба. Хорошее представление об уровне вулканической активности в континентальных районах можно составить (для доиндустриального времени) по изменениям в концентрациях сульфатов.

Дополнительная литература

Работа Дансгора и др. [109] содержит обзор сфер применения стабильных изотопов в гляциологии. В статье Хаммера и др. [186] рассмотрены проблемы датирования ледяного керна. Публикация № 118 Международной ассоциации гидрологических наук, 1977, включает 67 статей, посвященных изотопам и примесям в снежно-ледниковых толщах. [Обширная сводка методов и результатов изучения ледникового керна приводится в монографии В.М.Котлякова и Ф.Г. Гордиенко "Изотопная и геохимическая гляциология" (Л., Гидрометеоиздат, 1982). – *Ред.*]

Литература

Принятые сокращения:

CRREL – U.S. Army Cold Regions Research and Engineering Laboratory, Hanover, New Hampshire.

IAHS 104 – International Association of Hydrological Sciences Publication 104 (или другой номер соответственно).

IASH 86 – International Assosiation of Scientific Hydrology Publication 86.

IASH – прежнее название IAHS.

SIPRE – U.S. Army Snow, Ice and Permafrost Research Establishment, Wilmette, Illinois. SIPRE – прежнее название CRREL.

1. *Артемьев А.Н.* Годовые и суточные колебания составляющих теплового баланса подстилающей поверхности на Антарктическом плато: Информ. бюл. советской антарктической экспедиции, 1973, т. 87, с. 497 – 499.
2. *Барков Н.И.* Результаты исследования скважины и ледяного керна на станции Восток в 1970 – 1972 гг. В кн.: – Материалы гляциол. исслед. (Хроника, обсуждения), 1973, т. 22, с. 77 – 81.
3. *Войтковский К.Ф.* Механические свойства льда. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
4. *Войтковский К.Ф.* Продольные напряжения сжатия в пульсирующем леднике. – В кн.: Материалы гляциол. исслед. (Хроника, обсуждения), 1978, т. 32, с. 117 – 123.
5. *Долгушин Л.Д., Осипова Г.Б.* Пульсирующие ледники. – В кн.: Природа, 1973, т. 2, с. 85 – 99.
6. *Долгушин Л.Д., Осипова Г.Б.* Баланс пульсирующего ледника Медвежьего как основа прогнозирования его периодических подвижек. – В кн.: Материалы гляциол. исслед. (Хроника, обсуждения), 1978, т. 32, с. 161 – 170.
7. *Долгушин Л.Д., Евтеев С.А., Кренке А.Н., Рототаев К.П., Сватков Н.М.* Недавняя подвижка ледника Медвежьего. – В кн.: Природа, 1963, т. 11, с. 85 – 92.

8. *Короткевич Е.С., Петров В.Н., Барков Н.И., Сухоносова Л.И., Дмитриев Д.Н., Портнов В.Г.* Результаты исследований вертикального строения антарктического ледникового щита у станции Восток: Информ. бюл. советской антарктической экспедиции, 1978, т. 97, с. 135 – 148.
9. *Монин А.С., Обухов А.М.* Основные закономерности турбулентного перемешения в приземном слое атмосферы. Тр. геофизич. института АН СССР, 1954, т. 24, с. 163 – 187.
10. *Шумский П.А.* Основы структурного ледоведения. М.: Изд-во АН СССР, 1955, 492 с.
11. *Шумский П.А.* Об изменении массы ледникового покрова в центре Гренландии: Докл. АН СССР, 1965, т. 162, с. 320 – 322.
12. *Шумский П.А.* Динамическая гляциология. – ВИНИТИ. Сер. "Итоги науки", М., 1969, 172 с.
13. *Шумский П.А.* Теория колебаний ледников. Материалы гляциол. исслед. (Хроника, обсуждения), 1978, т. 32, с. 99 – 109.
14. *Aamot H.W.* Instrumented probes for deep glacial investigations. J. Glaciol., **7**, 321 – 328, 1968.
15. *Abramowitz M., Stegun I.A.* Handbook of Mathematical Functions. Dover, New York, U.S.A., 1965.
16. *Ahlmann H.W.* Contribution to the physics of glaciers. Geographical J., **86**, 97 – 113, 1935.
17. *Ahlmann H.W.* The Fourteenth of July Glacier. Geogr. Ann., **17**, 167 – 218, 1935
18. *Ahlmann H.W.* The Fröya Glacier in 1939 – 1940, Geogr. Ann., **28**, 239 – 257, 1946.
19. *Ahlmann H.W.* Glacier Variations and Climatic Fluctuations. American Geographical Society, New York, U.S.A., 1953.
20. *Aldaz L., Deutsch S.* On a relationship between air temperature and oxygen isotope ratio of snow and firn in the South Pole region. Earth Planet. Sci. Lett., **3**, 267 – 274, 1967.
21. *Allen C.R., Kamb W.B., Meier M.F., Sharp R.P.* Structure of the lower Blue Glacier, Washington. J. Geol., **68**, 601 – 625, 1960.
22. *Allison I., Kruss P.* Estimation of recent climate change in Irian Jaya by numerical modeling of its tropical glaciers. Arct. Alp. Res., **9**, 49 – 60, 1977.
23. *Alt B.T.* The Energy Balance of Meighen Ice Cap, N.W.T., Vols. 1

and 2. Polar Continental Shelf Project, Department of Energy, Mines and Resources, Ottawa, Canada, 1975.

24. *Alt B.T.* Synoptic climate controls of mass-balance variations on Devon Island ice cap. Arct. Alp. Res., **10**, 61 – 80, 1978.

25. *Alt B.T.* Investigation of synoptic climate controls on the mass balance of Meighen Ice Cap. Atmosphere-Ocean, **17**, 181 – 199, 1979.

26. *Ambach W.* Zum Wärmehaushalt im Akkumulationsgebiet des Grönländischen Inlandeises: Interpretation der thermischen Stabilität von Kalten Schneeschichten. Polarforschung, **46**, 46 – 59, 1976.

27. *Ambach W., Elsasser M., Behrens H., Moser H.* Studie zum Schmelzwasserabfluss aus dem Akkumulationsgebiet eines Alpengletschers (Hintereisferner, Otztaler). Z. Gletscherkd. Glazialgeol., **10**, 181 – 187, 1975.

28. *Anderson D.L., Benson C.S.* The densification and diagenesis of snow. In W. D. Kingery (Ed.), Ice and Snow. M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts, U.S.A., 391 – 411, 1963.

29. *Anderton P.W.* Ice fabrics and petrography, Meserve Glacier, Antarctica. J. Glacial., **13**, 285 – 306, 1974.

30. *Anonymous.* Ice drills and corers. J. Glaciol., **3**, 30, 1957.

31. *Anonymous.* Mass balance terms. J. Glaciol., **8**, 3 – 7, 1969.

32. *Appelquist H., Jensen K.O., Sevel T., Hammer C.* Mercury in the Greenland Ice Sheet. Nature (London), **273**, 657 – 659, 1978.

33. *Arnold K.C.* Aspects of the glaciology of Meighen Island, Northwest Territories, Canada. J. Glaciol., **5**, 399 – 410, 1965.

34. *Bader H.* Introduction to ice petrofabrics. J. Geol., **59**, 519 – 536, 1951.

35. *Bader H.* The Greenland Ice Sheet. In F. J. Sanger (Ed.), Cold Regions Science and Engineering, Part 1, Section B2. CRREL, Hanower, New Hamphire, U.S.A., 1 – 18, 1961.

36. *Bader H.* Theory of densification of dry snow on high polar glaciers, II. In W. D. Kingery (Ed.), Ice and Snow. M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts, U.S.A., 351 – 376, 1963.

37. *Baker R.W.* The influence of ice-crystal size on creep. J. Glaciol., **21**, 485 – 497, 1978.

38. *Barkov N.I., Korotkevich Ye. S., Gordienko F.G., Kotlyakov V.M.* The isotope analysis of ice cores from Vostok Station (Antarctica) to the depth of 950 m. IANS 118, 382 – 387, 1977.

39. *Barnes P., Tabor D., Walker J.C.* The friction and creep of polycrystalline ice. Proc. R. Soc. London, Ser. A, **324**, 127 – 155, 1971.
40. *Battle W.R.* Glacier movement in north-east Greenland. J. Glaciol., **1**, 559 – 563, 1951.
41. *Bauer A.* Le bilan de masse de l'Inlandsis du Groenland n'est pas positif. Int. Assoc. Sci. Hydrol. Bull., **11**, 4 8 – 12, 1966.
42. *Beaty C.B.* Sublimation or melting: observations from the White Moutains California and Nevada, U.S.A. J. Glaciol., **14**, 275 – 286, 1975.
43. *Behrens H., Löschhorn U., Ambach W., Moser H.* Studie zum Schmelzwasser abfluss aus dem Akkumulationgebiet eines Alpengletschers (Hintereisfemer, Ötztaler Alpen). Z. Gletscherkd. Glazialgeol., **12**, 69 – 74, 1977.
44. *Beitzel J.E.* The relationship of ice thicknesses and surface slopes in Dronning Maud Land. IASH 86, 191 – 203, 1970.
45. *Bender J. A., Gow A. J.* Deep drilling in Antarctica. IASH 55, 132 – 141, 1961.
46. *Benson C.S.* Stratigraphic studies in the snow and firn of the Greenland Ice Sheet. Folia Geographica Danica, **9**, 13 – 37, 1961.
47. *Benson C.S.* Stratigraphic studies in the snow and firn of the Greenland Ice Sheet. SIPRE Research Report, **70**, 1962.
48. *Bentley C.R.* The structure of Antarctica and its ice cover. In H. Odishaw (Ed.), Research in Geophysics, Vol. **2**, M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts, U.S.A., 335 – 389, 1964.
49. *Bentley C.R.* Seismic evidence for moraine within the basal Antarctic ice sheet. Antarct. Res. Ser., **16**, 89 – 129, 1971.
50. *Bentley C.R.* Seismic anisotropy in the west Antarctic ice sheet. Antarct. Res. Ser., **16**, 131 – 177, 1971.
51. *Bentley C.R.* Secular increase of gravity at South Pole Station. Antarct. Res. Ser., **16**, 191 – 198, 1971.
52. *Bentley C.R.* Seismic wave velocities in anisotropic ice: a comparison of measured and calculated values in and around the deep drill hole at Byrd Station, Antarctica. J. Geophys. Res., **77**, 4406 – 4420, 1972.
53. *Bentley C.R., Clough J.W.* Sonic Logging in the deep drill hole at Byrd Station. Antarct. J. U.S., 5, 110, 1970.

54. *Berner W., Stauffer B., Oeschger H.* Dynamic glacier flow model and the production of internal meltwater. Z. Gletscherkd. Glazialgeol., **13**, 209 – 217, 1978.
55. *Berry M.V.* The statistical properties of echoes diffracted from rough surfaces. Phil. Trans. R. Soc. London, Ser. A, 273, 611 – 654, 1973.
56. *Berry M.V.* Theory of radio echoes from glacier beds. J. Glaciol., 15, 65 – 74, 1975.
57. *Bindschadler R., Harrison W.D., Raymond C.F., Gantet C.* Thermal regime of a surge-type glacier. J. Glaciol., **16**, 251 – 259, 1976.
58. *Bindschadler R., Harrison W.D., Raymond C.F., Crosson R.* Geometry and dynamics of a surge-type glacier. J. Glaciol., 18, 181 – 194, 1977.
59. *Bindschadler R., Harrison W.D., Raymond C.F.* Variegated Glacier Studies. Unpublished report available from World Data Center A – Glaciology, Boulder, Colorado, U.S.A., 1977.
60. *Birchfield G.E.* A study of the stability of a model continental ice sheet subject to periodic variations in heat input. J. Geophys. Res., **82**, 4909 – 4913, 1977.
61. *Björnsson H.* Explanation of jökulhlaups from Grimsvötn, Vatnajökull, Iceland. Jokull, **24**, 1 – 26, 1974.
62. *Bodvarsson G.* On the flow of ice-sheets and glaciers. Jökull, **5**, 1 – 8, 1955.
63. *Bogoslovski V.N.* The temperature conditions (regime) and movement of the Antarctic glacial shield. IASH 47, 287 – 305, 1958.
64. *Boulton G.S., Jones A.S.* Stability of temperate ice caps and ice sheets resting on beds of deformable sediment. J. Glaciol., **24**, 29 – 43, 1979.
65. *Boulton G.S., Vivian R.* Underneath the glaciers. Geographical Magazine, **45**, 311 – 316, 1973.
66. *Boulton G.S., Morris E.M., Armstrong A.A., Thomas A.* Direct measurement of stress at the base of a glacier. J. Glaciol., **22**, 3 – 24, 1979.
67. *Boutron C., Lorius C.* Trace metals in Antarctic snow since 1914. Nature (London), **277**, 551– 554, 1979.
68. *Bowden F.P., Tabor D.* Friction and Lubrication of Solids, Part 2. Clarendon Press, Oxford, England, 1964.

69. *Bracewell R.* The Fourier Transform and its Applications. McGraw Hill, New York, U.S.A., 1965.
70. *Bromer D.J., Kingery W.D.* Flow of polycrystalline ice at low stresses and small strains. J. Appl. Phys., **39**, 1688 – 1691, 1968.
71. *Budd W.F.* The dynamics of the Amery Ice Shelf. J. Glaciol., **6**, 335 – 358, 1966.
72. *Budd W.F.* The londitudinal velocity profile of large ice masses. IASH 79, 58 – 75, 1968.
73. *Budd W.F.* The dymanics of ice masses. Australian National Antarctic Research Expeditions, Scientific Report 108, Melbourne, Australia, 1969.
74. *Budd W.F.* Ice flow over bedrock perturbations. J. Glaciol., **9**, 29 – 48, 1970.
75. *Budd W.F.* The development of crystal orientation fabrics in moving ice. Z. Gletscherd. Glazialgeol., **8**, 65 – 105, 1973.
76. *Budd W.F.* A first simple model for periodically self-surging glaciers. J. Glaciol., **14**, 3 – 21, 1975.
77. *Budd W.F., Carter D.B.* An analysis of the relation between the surface and bedrock profiles of ice caps. J. Glaciol., **10**, 197 – 209, 1971.
78. *Budd W.F., Jenssen D.* Numerical modelling of glacier systems. IAHS 104, 267 – 291, 1975.
79, *Budd W.F., McInnes B.J.* A movie film illustrating the numerical modelling of periodically surging ice masses. University of Melbourne, Meteorology Department, Publication 21. Melbourne, Australia, 1976.
80. *Budd W.F., McInnes B.J.* The periodically surging Medvezhii Glacier matched with a general ice flow model. Materialy Clyatsiologicheskikh Issledovaniy. Khronika. Obsuzhdeniya, **32**, 247 – 260, 1978.
81. *Budd W.F., Radok U.* Glaciers and other large ice masses. Reports on Progress in Physics, **34**, 1 – 70, 1971.
82. *Budd W.F., Landon Smith I., Wishart E.* The Amery Ice Shelf. In H. Oura (Ed.), Physics of Snow and Ice, Vol. I. Institute of Low Temperature Science, Hokkaido University, Sapporo, Japan, 447 – 467, 1967.
83. *Budd W.F., Jenssen D., Radok U.* Derived physical characteristics of the Antarctic Ice Sheet. University of Melbourne, Meteorology Department, Publication 18, Melbourne, Australia, 1971.

84. *Budd W.F., Jenssen D., Radok U.* Reinterpretation of deep ice temperature. Nature (London), Phys. Sci., **232**, 84 – 85, 1971.
85. *Budd W.F., Young N.W., Austin C.R.* Measured and computed temperature distributions in the Law Dome ice cap. Antarctica. J. Glaciol., **16**, 99 – 110, 1976.
86. *Butkovich T.R., Landauer J.K.* The flow law for ice. IASH 47, 318 – 325, 1958.
87. *Byers B.A.* Secondary creep of polycrystalline ice under biaxial stress. Diss. Abs. Int. B, **34**, 2101B (Abstract), 1973.
88. *Cameron R.L., Bull C.B.* The thermal diffusivity and thermall conductivity of glacial ice at Wilkes Station, Antarctica. Geophys. Monogr. Am. Geophys. Union, **7**, 178 – 184, 1962.
89. *Carol H.* The formation of roches moutonnees. J. Glaciol., **1**, 57 – – 59, 1947.
90. *Carslaw H.S., Jaeger J. C.* Conduction of Heat in Solids, 2nd ed. Clarendon Press, Oxford, England, 1959.
91. *Cary P.W., Clarke G.K.C., Peltier W.R.* A creep instability analysis of the Antarctic and Greenland ice sheets. Can J. Earth Sci., **16**, 182 – 188, 1979.
92. *Clarke G.K. C.* Thermal regulation of glacier surging. J. Glaciol., **16**, 231 – 250, 1976.
93. *Clarke G.K. C., Goodman R.H.* Radio echo soundings and ice-temperature measurements in a surge-type glacier. J. Glaciol., **14**, 71 – 78, 1975.
94. *Clarke G.K.C., Jarvis G.T.* Post-surge temperatures in Steele Glacier. Yukon Territory, Ganada. J. Glaciol., **16**, 261 – 268, 1976.
95. *Clarke G. K. C., Nitsan U., Paterson W.S.B.* Strain heating and creep instability in glaciers and ice sheets. Rev. Geophys. Space Phys., **15**, 235 – 247, 1977.
96. *Clausen H.B.* Dating of polar ice by ^{32}Si. J. Glaciol., **12**, 411 – 416, 1973.
97. *Clough J.W., Hansen B.L.* The Ross Ice Shelf project. Science, **203**, 433 – 434, 1979.
98. *Cole D.G., Feltham P., Gillam E.* On the mechanism of grain growth in metals with speacial reference to steel. Proc. Phys. Soc. London Sect. B, **67**, 131 – 137, 1954.

99. *Costes N.C.* On the process of normal snow densification in an ice cap. In W.D. Kingery (Ed.), Ice and Snow. M.I.T. Press. Cambridge, Massachusetts, U.S.A., 412 – 431, 1963.
100. *Graig H.* Isotopic variations in meteoric waters. Science, **133**, 1072 – 1703, 1961.
101. *Cragin J.H., Herron M.M., Langway C.C., Klouda G.* Interhemispheric comparison of changes in the composition of atmospheric precipitation during the late Cenozoic era. In M.J. Dunbar (Ed.), Polar Oceans. Arctic Institute of North America, Calgary, Alberta, Canada, 617 – 631, 1977.
102. *Crary A.P.* Mechanism for fiord formation indicated by studies of an ice-covered inlet. Geol. Soc. Am. Bull., **77**, 911 – 929, 1966.
103. *Crozaz G., Picciotto E., De Brueck W.* Antarctic snow chronology with Pb^{210} J. Geophys. Res., **69**, 2597 – 2604, 1964.
104. *Cutter G.A., Bruland K.W., Risebrough R.W.* Deposition and accumulation of plutonium isotopes in Antarctica. Nature (London), **279**, 628 – 629, 1979.
105. *Dansgaard W.* Stable isotopes in precopitation. Tellus, **16**, 436 – 468, 1964.
106. *Dansgaard W., Johnsen S.J.* Comment on paper by J. Weertman, "Comparison between measured and theoretical temperature profiles of the Camp Century, Greenland, borehole". J. Geophys. Res., **74**, 1109 – 1110 and correction **74**, 2795, 1969.
107. *Dansgaard W., Johnsen S. J.* A flow model and a time scale for the ice core from Camp Century, Greenland. J. Glaciol., **8**, 215 – 223, 1969.
108. *Dansgaard W., Johnsen S. J., Clausen H.B., Langway C.C.* Climatic record revealed by the Camp Century ice core. In K.K. Turekian (Ed.), The Late Cenozoic Glacial Ages. Yale University Press, New Haven, Connecticut, U.S.A., 37 – 56, 1971.
109. *Dansgaard W., Johnson S. J., Clausen H.B., Gundestrup N.* Stable isotope glaciology. Medd. Groenl., **197**, 2, 1 – 53, 1973.
110. *Dansgaard W., Johnsen S. J., Reeh N., Gundestrup N., Clausen H.B., Hammer C.U.* Climatic changes, Norsemen and modern man. Nature (London), **255**, 24 – 27, 1975.
111. *Dansgaard W., Johnsen S. J., Clausen H.B., Hammer C.U., Langway C.C.* Stable isotope profile through the Ross Ice Shelf at Little America V, Antarctica. IAHS 118, 322 – 325, 1977.

112. *Deichmann N., Ansorge J., Röthlisberger H.* Seismicity of Unteraar Glacier. J. Glaciol., **23**, 409 (Abstract), 1979.
113. *Delmas R., Boutron C.* Sulfate in Antarctic snow: spatio-temporal distribution. Atmos. Environ., **12**, 723 – 728, 1978.
114. *Denton G.H., Borns H.W., Grosswald M.G., Stuiver M., Nichols R.L.* Glacial history of the Ross Sea. Antarct. J. U.S., **10**, 160 – 164, 1975.
115. *Derikx L.* Glacier discharge simulation by ground-water analogue. IASH 95, 29 – 40, 1973.
116. *Doake C.S.M.* Glacier sliding measured by a radio-echo technique. J. Glaciol., **15**, 89 – 93, 1975.
117. *Dolgushin L.D.* Main features of the modern glaciation of the Urals, IASH 54, 335 – 347, 1961.
118. *Dolgushin L.D., Osipova G.B.* The regime of a surginhg glacier. IAHS 107, 1150 – 1159, 1973.
119. *Dolgushin L.D., Osipova G.B.* Glacier surges and the problem of their forecasting. IAHS 104, 292 – 304, 1975.
120. *Dolgushin L.D., Yevteyev S.A., Kotlyakov V.M.* Current changes in the Antarctic Ice Sheet. IASH 58, 286 – 294, 1962.
121. *Drake L.D., Shreve R L.* Pressure melting and regelation of ice by round wires. Proc. R. Soc. London, Ser. A, **332**, 51 – 83, 1973.
122. *Drewry D.J.* Comparison of electromagnetic and seismic-gravity ice thickness measurements in East Antarctica. J. Glaciol., **15**, 137 – 150, 1975.
123. *Drewry D.J.* Late Wisconsin reconstruction for the Ross Sea region, Antarctica. J. Glaciol., **24**, 231 – 244, 1979.
124. *Duval P.* Glacioligie: Fluage et recristallisation dynamique de la glace polycristalline. C.R. Hebd. Séances Acad. Sci. Ser. D, **275**, 337 – 339,1972.
125. *Duval P.* Plasticité: Fluage de la glace polycristalline pour les faibles contraintes. C.R. Hebd. Séances Acad. Sci. Ser. A, **277**, 703 – 706, 1973.
126. *Duval P., Lorius C.* Crystall size and climatic record down to the last ice age from Antarctic ice. Earth Planet. Sci. Lett., **48**, 59 – 64, 1980.
127. *Elliston G.R.* Water movement through the Gornergletscher. IASH 95, 79 – 84, 1973.

128. *Engelhardt H.F., Harrison W.D., Kamb B.* Basal sliging and conditions at the glacier bed as revealed photography. J. Glacion., **20**, 469 – 508, 1978.

129. *Engelhardt H.F., Kamb B., Raymond C.F., Harrison W.D.* Observation of basal sliding of Veriegated Glacier, Alaska. J. Glaciol., **23**, 406 – 407 (Abstract), 1979.

130. *Epstein S., Sharp R. P., Gow A. J.* Antarctic Ice Sheet: stable isotope analyses of Byrd station cores and inter hemispheric climatic implications. Science, **168**, 1570 – 1572, 1970.

131. *Evans K., Goodman D.J., Holdsworth C.* Recording wire strain meters on the Barnes Ice Cap, Baffin Island, Canada. J. Glaciol., **20**, 409 – 423, 1978.

132. *Federer B., Von Sury H.* Deducing thickness changes of an ice sheet: comments on the paper by J. F. Nye. J. Glaciol., **17**, 531 (Letter), 1976.

133. *Field W.O.* Current observations on three surges in Glacier Bay, Alaska, 1965 – 1968. Can J. Earth Sci., **6**, 831 – 843, 1969.

134. *Finsterwalder R.* Chamonix glaciers. J. Glaciol., **3**, 547 – 548 (Letter), 1959.

135. *Fisher D.A.* Subglacial leakage of Summit Lake, British Columbia, by dye determinations. IASH 95, 111 – 116, 1973.

136. *Fisher D.A.* Comparison of 10^5 years of oxygen isotope and insoluble impurity profiles from the Devon Island and Camp Century ice cores. Quat. Res. (N.Y.), 299 – 305, 1970.

137. *Fisher D.A., Jones S.J.* The possible future behaviour of Berendon Glacier, Canada – a further study. J. Glaciol., **10**, 85 – 92, 1971.

138. *Fisher D.A., Koerner R.M.* Some aspects of climatic change in the high artic during the Holocene as deduced from ice cores. In W. C. Mahaney (Ed.), Quaternary Paleoclimates. Geoabstracts, University of East Anglia, Norwich, England. 249 – 271, 1981

139. *Fisher J. E.* Two tunnels in cold ice at 4000 m in the Breithorn. J. Glaciol., **4**, 513 – 520, 1963.

140. *Francis J. R. D.* A Textbook of Fluid Mechanics for Engineering Students, 3 rd ed. Edward Arnold, London, England, 1969.

141. *Frank F.C.* Plate tectonics, the analogy with glacier flow, and isostasy. Geophys. Monogr. Am. Geophys. Union, **16**, 285 – 292, 1972.

142. *Fuchs A.* Some structural properties of Greenland snow. SIPRE Research Report, **42**, 1959.
143. *Fung Y.C.* Foundations of Solid Mechanics. Prentice-Hall, Englewood Cliffs, New Jersey, U.S.A., 1965.
144. *Garfield D.E., Ueda H.T.* Resurvey of the "Byrd" Station, Antarctica, drill hole. J. Glaciol., **17**, 29 – 34, 1976.
145. *Garofalo F.* An empirical relation defining the stress dependence of minimum creep rate in metals. Trans. Metall. Soc. A.I.M.E., **227**, 351 – 355, 1963.
146. *Gerrard J.A.F., Perutz M.F., Roch A.* Measurement of the velocity distribution along a vertical line through a glacier. Proc. R. Soc. London, Ser. A, **213**, 546 – 558, 1952.
147. *Gillet F.* Steam, hot-water and electrical thermal drills for temperate glaciers. J. Glaciol., **14**, 171 – 179, 1975.
148. *Glen J. W.* The stability of ice-dammed lakes and other water-filled holes in glaciers. J. Glaciol., **2**, 316 – 318, 1954.
149. *Glen J. W.* The creep of polycrystalline ice. Proc. R. Soc. London, Ser. A, **228**, 519 – 538, 1955.
150. *Glen J. W.* The flow law of ice. A discussion of the assumptions made in glacier theory, their experimental foundations and consequences. IASH 47, 171 – 183, 1958.
151. *Glen J. W.* Int. Assoc. Sci. Hydrol. Bull., **3**, 2, 68 (Contribution to discussion), 1963.
152. *Glen J. W.* The effect of hydrogen disorder on dislocation movement and plastic deformation of ice. Physik der Kondensierten Materie, **7**, 43 – 51, 1968.
153. *Glen J. W.* The physics of ice. In T.C. Johnson (Ed.), Cold Regions Science and Engineering, Part II-C2a. CRREL, Hanover, New Hampshire, U.S.A., 1974.
154. *Glen J. W.* The mechanics of ice. In T.C. Johnson (Ed.), Cold Regions Science and Engineering, Part II-C2b. CRREL, Hanover, New Hampshire, U.S.A., 1975.
155. *Goldthwait R.P.* Formation of ice cliffs. In Study of Ice Cliff in Nunatarssuaq, Greenland. SIPRE Technical Report 39, pp. 139 – 150, 1960.
156. *Gow A.J.* Results of measurements in the 309 meter borehole at Byrd Station, Antarctica. J. Glaciol., **4**, 771 – 784, 1963.

157. *Cow A.J.* Deep core studies of the accumulation and densification of snow at Byrd Station and Little America V, Antarctica. CRREL Research Report 197, 1968.
158. *Cow A.J.* Bubbles and bubble pressures in Antarctic glacier ice. J. Glaciol., **7**, 167 – 182, 1968.
159. *Gow A.J.* On the rates of growth of grains and crystals in South Polar firn. J. Glaciol., **8**, 241 – 252, 1969.
160. *Gow A.J.* Preliminary results of studies of ice cores from the 2164m deep drill hole, Byrd Station, Antarctica. IASH 86, 78 – 90, 1970.
161. *Gow A.J.* Depth-time-temperature relationships of ice crystal growth in polar glaciers. CRREL Research Report **300**, 1971.
162. *Gow A.J.* Time-temperature dependence of sintering in perennial isothermal snowpacks. IAHS 114, 25 – 41, 1975.
163. *Gow A.J., Williamson T.* Volcanic ash in the Antarctic ice sheet and its possible climatic implications. Earth Planet. Sci. Lett., **13**, 210 – 218, 1971.
164. *Gow A.J., Williams T.* Gas inclusions in the Antarctic ice sheet and their glaciological significance. J. Geophys. Res., **80**, 5101 – 5108, 1975.
165. *Gow A.J., Williamson T.* Rheological implications of the internal structure and crystal fabrics of the West Antarctic ice sheet as revealed by deep core drilling at Byrd Station. Geol. Soc. Am. Bull., **87**, 1665 – 1677, 1976.
166. *Gow A.J., Ueda H.T., Garfield D.E.* Antarctic ice sheet: preliminary results of first core hole to bedrock, Science, **161**, 1011 – 1013, 1968.
167. *Grainger M.E., Lister H.* Wind speed, stability and eddy viscosity over melting ice surfaces. J. Glaciol., **6**, 101 – 127, 1966.
168. *Haeberli W.* Eistemperaturen in den Alpen. XZ. Gletscherkd. Glazialgeol., **11**, 203 – 220, 1976.
169. *Haefeli R.* Some observations on glacier flow. J. Glaciol., **1**, 497 – 500, 1951.
170. *Haefeli R.* The formation of Forbes's bands. J. Glaciol., **1**, 581 – 582 (Letter), 1951.
171. *Haefeli R.* Observations in ice tunnels and the flow law of ice. In W.D. Kingery (Ed.), Ice and Snow. M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts, U.S.A., 1963.
172. *Haefeli R., Brentani F.* Observations in a cold ice cap. J. Glaciol., **2**, 571 – 581, 1955.

173. *Hallet B.* The effect of subglacial chemical processes on glacier sliding. J. Glaciol., **17**, 209 – 221, 1976.
174. *Hallet B.* Implications of spectral analyses of glacier beds on the sliding of glaciers. EOS Trans. Am. Geophys. Union, **57**, 325 (Abstract), 1976.
175. *Hallet B.* Subglacial regelation water film. J. Glaciol., **23**, 321 – 333, 1979.
176. *Haltiner G. J., Martin F.L.* Dynamical and Physical Meteorology. McGraw-Hill, New York, U.S.A., 1957.
177. *Hambrey M. J.* The origin of foliation in glaciers: evidence from some Norwegian examples. J. Glaciol., **14**, 181 – 185, 1975.
178. *Hambrey M. J.* Structure of the glacier Charles Rabots Bre, Norway, Geol. Soc. Am. Bull., **87**, 1629 – 1637, 1976.
179. *Hambrey M.J., Milnes A.G.* Structural geology of an Alpine glacier (Griesgletscher, Valais, Switzerland), Eclogae Geol. Helv., **70**, 667 – 684, 1977.
180. *Hambrey M.J., Müller F.* Structures and ice deformation in the White Glacier, Axel Heiberg Island, Northwest Territories, Canada. J. Glaciol., **20**, 41 – 66, 1978.
181. *Hambrey M.J., Milnes A.G., Siegenthaler H.* Dynamics and structure of Griesgletscher, Switzerland. J. Glaciol., **25**, 215 – 228, 1980.
182. *Hamilton W.L., Langway C.C.* A correlation of microparticle concentrations with oxygen isotope ratios in 700 year old Greenland ice. Earth Planet. Sci. Lett., **3**, 362 – 366, 1967.
183. *Hammer C.U.* Past volcanism revealed by Greenland Ice Sheet impurities. Nature (London), **270**, 482 – 486, 1977.
184. *Hammer C.U.* Dating of Greenland ice cores by microparticle concentration analysis. IAHS 118, 297 – 301, 1977.
185. *Hammer C.U.* Dust studies on Greenland ice cores. IAHS 118, 365 – 370, 1977.
186. *Hammer C.U., Clausen H.B., Dansgaard W., Gundestrup N., Johnsen S.J., Reeh N.* Dating of Greenland ice cores by flow models, isotopes, volcanic debris, and continental dust. J. Glaciol., **20**, 3 – 26, 1978.
187. *Harrison, A.E.* Ice surges on the Muldrow Glacier, Alaska. J. Glaciol., **5**, 365 – 368, 1964.

188. *Harrison C.H.* Reconstruction of subglacial relief from radio echo sounding records. Geophysics, **35**, 1099 – 1115, 1970.
189. *Harrison C.H.* Radio-echo sounding: focusing effects in wavy strata. Geophys. J. R. Astron. Soc., **24**, 383 – 400, 1971.
190. *Harrison C.H.* Radio-echo records cannot be used as evidence for convection in the Antarctic ice sheet. Science, **173**, 166 – 167, 1971.
191. *Harrison W.D.* Temperature of a temperate glacier. J. Glaciol., **11**, 15 – 29, 1972.
192. *Harrison W.D.* Temperature measuremants in a temperate glacier. J. Glaciol., **14**, 23 – 30, 1975.
193. *Harrison W.D.* A measurement of surface-perpendicular strain-rate in a glacier. J. Glaciol., **14**, 31 – 37, 1975.
194. *Harrison W.D., Raymond C.F.* Impurities and their distribution in temperate glacier ice. J. Glaciol., **16**, 173 – 180, 1976.
195. *Harrison W.D., Mayo L.R., Trabant D.C.* Temperature measurements on Black Rapids Glacier, Alaska, 1973. In G. Weller and S.A. Bowling (Ed.), Climate of the Arctic. Geophysical Institute, University of Alaska, Fairbanks, Alaska, U.S.A., 350 – 352, 1975.
196. *Hastenrath S.* Heat-budget measurements on the Quelccaya Ice Cap, Peruvian Andes. J. Glaciol., **20**, 85 – 97, 1978.
197. *Hattersley-Smith G.* Rapid advance of glacier in northern Ellesmere Island. Nature (London), **201**, 176, 1964.
198. *Hays J. D., Imbrie J., Shackleton N. J.* Variations in the earth's orbit: pacemaker of the ice ages. Sci., **194**, 1121 – 1132, 1976.
199. *Herron M.M., Langway C.C., Weiss H.V., Craigin J.H.* Atmospheric trace metals and sulfate in the Greenland Ice Sheet. Geochim. Cosmochim. Acta, **41**, 915 – 920, 1977.
200. *Herron S.L.* J. Glaciol, **23**, 221 (Contribution to discussion), 1979.
201. *Hewitt K.* Glacier surges in the Karakoram Himalaya (Central Asia). Can. J. Earth Sci., **6**, 1009 – 1018, 1969.
202. *Hobbs P.V.* The effect of time on the physical properties of deposited snow. J. Geophys. Res., **70**, 3903 – 3907, 1965.
203. *Hobbs P.V.* Ice Physics. Clarendon Press, Oxford, England. 1974.
204. *Hobbs P.V., Mason B.J.* The sintering and adhesion of ice. Phil. Mag. **9**, 181 – 197, 1964.
205. *Hodge S.M.* The movement and basal sliding of the Nisqually Glacier, Mt. Rainier. University of Washington, Department of At-

mospheric Sciences, Scientific Report 13, Seattle, Washington, U.S.A., 1972.

206. *Hodge S.M.* Variations in the sliding of a temperate glacier. J. Glaciol. **13**, 349 – 369, 1974.
207. *Hodge S.M.* Direct measurement of basal water pressures: a pilot study. J. Glaciol., **16**, 205 – 218.
208. *Hodge S.M.* Direct measurement of basal water pressures: progress and problems. J. Glaciol., **23**, 309 – 319, 1979.
209. *Hoinkes H.C.* Glacial meteorology. In H. Odishaw (Ed.), Research in Geophysics, Vol. 2. M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts, U.S.A., 391 – 424, 1964.
210. *Hoinkes H.C.* Glacier variation and weather. J. Glaciol., **7**, 3 – 19, 1968.
211. *Hoinkes H.C.* Surges of the Vernagtfemer in the Otztal Alps since 1599. Can. J. Earth Sci., **6**, 853 – 861, 1969.
212. *Hoinkes H.* Methoden und Möglichkeiten von Massenhaushaltsstudien auf Gletschern. Z. Gletscherkd. Glazialgeol., **6**, 37 – 89, 1971.
213. *Hoinkes H., Rudolph R.* Mass balance studies on the Hintereisferner, Ötztal Alps, 1952 – 1961, J. Glaciol., **4**, 266 – 280, 1962.
214. *Holdsworth G.* Structural glaciology of Meserve Glacier. Antarct. J.U.S., **4**, 126 – 128, 1969.
215. *Holdsworth G.* Measurement of small strain-rates over short time periods. J. Glaciol., **14**, 317 – 324, 1975.
216. *Holdsworth G., Bull C.* The flow law of cold ice; investigations on Meserve Glacier, Antarctica. IASH 86, 204 – 216, 1970.
217. *Hollin J.* Is the Antarctic Ice Sheet growing thicker ? IASH **86**, 363 – 374, 1970.
218. *Hollin J. T., Cameron R.L.* I.G.Y. glaciological work at Wilkes Station, Antarctica. J. Glaciol., **3**, 833 – 842, 1961.
219. *Hollin J.T., Cronk C., Robertson R.* Wilkes Station glaciology, 1958. Ohio State University Research Foundation, Report 825-2, Part 10, Columbus, Ohio, U.S.A., 1961.
220. *Holmgren B.* Climate and energy exchange on a sub-polar ice cap in summer. Parts A to F. Uppsala Universitet, Meteorologiska Institutionen, Moddelande, 107 – 112, Uppsala, Sweden, 1971.
221. *Hooke R.L.* Structure and flow in the margin of the Barnes Ice Cap, Baffin Island, N.W.T., Canada. J. Glaciol., **12**, 423 – 438, 1973.

222. *Hooke R.L.* Pleistocene ice at the base of the Barnes Ice Cap, Baffin Island, N.W.T., Canada. J. Glaciol., **17**, 49 – 59, 1976.
223. *Hooke R.L., Hudleston P.J.* Origin of foliation in glaciers. J. Glaciol., **20**, 285 – 299, 1978.
224. *Hooke R.L., Hudleston P.J.* Ice fabrics in a vertical flow plane, Barnes Ice Cap, Canada. J. Glaciol., **25**, 195 – 214, 1980.
225. *Hooke R.L., Dahlin B.B., Kauper M.T.* Greep of ice containing despersed fine sand. J. Glaciol., **11**, 327 – 336, 1972.
226. *Hooke R.L., Raymond C.F., Hotchkiss R.L., Gustafson R. J.* Calculations of velocity and temperature in a polar glacier using the finite-element method.l. J. Glaciol., **24**, 131 – 136, 1979.
227. *Hoppe G.* Isrecessionen från Norbottens Kustland i belysning av de glaciala fomelementon. Geogr. Skr. Uppsala Univ. Geogr. Inst., **20**, 1 – 112, 1948.
228. *Hudleston P.J.* Recumbent folding in the base of the Barnes Ice Cap, Baffin Island, Northwest Territories, Canada. Geol. Soc. Am. Bull., **87**, 1684 – 1692, 1976.
229. *Hudleston P.J.* Progressive deformation and development of fabric across zones of shear in glacial ice. In S.K. Saxena and S. Bhattacharji (Eds.), Energetics of Geological Processes. Springer-Verlag, New York, U.S.A., 121 – 150, 1977.
230. *Hudleston P.J., Hooke R.L.* Cumulative deformation in the Barnes Ice Cap and implications for the development of foliation. Tectonophysics, 66, 127 – 146, 1980.
231. *Hughes T.J.* Convection in the Antarctic ice sheet leading to a surge of the ice sheet and possibly to a new ice age. Science, **170**, 630 – 633, 1970.
232. *Hughes T.J.* Structural glaciology of Meserve Glacier: Phase 3. Antarct. J.U.S., **6**, 127 – 128, 1971.
233. *Hughes T.J.* Thermal convection in polar ice sheets related to the various empirical flow laws of ice. Geophys. J.R. Astron. Soc., **27**, 215 – 229, 1972.
234. *Hughes T.J.* Is the West Antarctic ice sheet disintegrating. J. Geophys. Res., **78**, 7884 – 7910, 1973.
235. *Hughes T.J.* The theory of thermal convection in polar ice sheets. J. Glaciol., **16**, 41 – 71, 1976.
236. *Hughes T.J.* Do oxygen isotope data from deep boreholes reveal dike-sill thermal convection in polar ice sheets. IAHS 118, 336 – 340, 1977.

237. *Hughes T.J.* West Antarctic ice streams. Rev. Geophys. Space Phys., **15**, 1 – 46, 1977.

238. *Hughes T.P., Seligman G.* The temperature, melt movement and density increase in the névé of an alpine glacier. Mon. Notices R. Astron. Soc. Geophys. Supp. **4**, 616 – 647, 1939.

239. IAHS – UNECO. Fluctuations of Glaciers, 1965 – 1970. Paris, France, 1977.

240. IAHS – UNESCO. Fluctuations of Glaciers, 1970 – 1975. Paris, France, 1973.

241. *Iken A.* Measurements of water pressure in moulins as part of a movement study of the White Glacier, Axel Heiberg Island, Northwest Territories, Canada. J. Glaciol., **11**, 53 – 58, 1972.

242. *Iken A.* Variations of surface velocities of some alpine glaciers measured at intervals of a few hours. Comparison with arctic glaciers. Z. Gletscherkd. Glazialgeol., **13**, 23 – 35, 1978.

243. *Iken A., Flotron A. Haeberli W., Röthlosberger H.* The uplift of the Unteraargletscher at the beginning of the melt season – a consequence of water storage at the bed. J. Glaciol., **23**, 430 – 431 (Abstract), 1979.

244. *Jacobs S.S., Gordon A.L., Ardai J.L.* Circulation and melting beneath the Ross Ice Shelf. Science, **203**, 439 – 442, 1979.

245. *Jaeger J. C.* Elasticity, Fracture and Flow, 2 nd ed. Methuen, London, England, 1962.

246. *Jarvis G.T., Clarke K.C.* The thermal regime of Trapridge Clacier and its relevance to glacier surging. J. Glaciol., **14**, 235 – 250, 1975.

247. *Jenssen D. A.* three-dimensional polar ice-sheet model. J. Glaciol., **18**, 373 – 389, 1977.

248. *Jenssen D., Radok U.* Transient temperature distributions in ice caps and ice shelves. IAHS 55, 112 – 122, 1961.

249. *Johnsen S.J.* Stable isotope homogenization of polar firn and ice. IASH 118, 210 – 219, 1977.

250. *Johnsen S.J.* Stable isotope profiles compared with temperature profiles in firn with historical temperature records. IAHS 118, 388 – 392, 1977.

251. *Johnsen S.J., Dansgaard W., Clausen H.B., Langway C.C.* Oxygen isotope profiles through the Antarctic and Greenland ice sheets. Nature (London), **235**, 429 – 434, and correction **236**, 249, 1972.

252. *Johnsen S.J., Hammer C.U., Reeh N., Dansgaard W.* Microparticles in Byrd station ice core: further comments on the paper by L.G. Thompson, W.L. Hamilton and C. Bull. J. Glaciol., **18**, 164 (Letter), 1977.
253. *Jones S.J., Brunet J.-G.* Deformation of ice single crystals close to the melting point. J. Glaciol., **21**, 445 – 454, 1978.
254. *Jumawan A.B.* An Experimental study of self-diffusion in polycrystalline ice. Diss. Abstr. Int. B, **32**, 5163 – 5164B. (Abstract), 1972.
255. *Junge C.E.* Processes responsible for the trace content in precipitation. IAHS 118, 63 – 76, 1977.
256. *Kamb B.* The thermodynamic theory of nonhydrostatically stressed solids. J. Geophys. Res., **66**, 259 – 271, 1961.
257. *Kamb B.* Sliding motion of glaciers:theory and observation. Rev. Geophys. Space Phys., **8**, 673 – 728, 1970.
258. *Kamb B.* Experimental recrystallization of ice unser stress. Geophys. Monogr. Am Geophys. Union, **18**, 211 – 241, 1972.
259. *Kamb B., LaChapelle E.R.* Direct observation of the mechanism of glacier sliding over bedrock. J. Glaciol., **5**, 159 – 172, 1964.
260. *Kamb B., LaChapelle E.R.* Flow dynamics and structure in a fast-moving icefall. Trans. Am. Geophys. Union, **49**, 312 (Abstract), 1968.
261. *Kamb B., Shreve R.L.* Texture and fabric of ice at depth in a temperate glacier. Trans. Am. Geophys. Union, **44**, 103 (Abstract), 1963.
262. *Kamb B., Shreve R.L.* Results of new method for measuring internal deformation in glaciers. Trans. Am. Geophys. Union, **47**, 190 (Abstract), 1966.
263. *Kamb B., Engelhardt H.F., Harrison W.D.* The ice-rock interface and basal sliding process as revealed by direct observation in bore holes and tunnels. J. Glaciol., **23**, 416 – 419 (Abstract), 1979.
264. *Kamb B., Pollard D., Johnson C.B.* Rock-frictional resistance to glacier sliding. EOS Trans. Am. Geophys. Union, **57**, 325 (Abstract), 1976.
265. *Koerner R.M.* The mass balance of the Devon Island ice cap, Northwest Territories, Canada, 1961 – 1966. J. Glaciol., **9**, 325 – 336, 1970.

266. *Koerner R.M.* Some observations on superimposition of ice on the Devon Island ice cap, N.W.T., Canada. Geogr. Ann., **52A**, 57 – 67, 1970.
267. *Koerner R.M.* Distribution of microparticles in a 299-m core through the Devon Island ice cap, Northwest Territories, Canada. IAHS 118, 371 – 376, 1977.
268. *Koerner R.M.* Devon Island ice cap: core stratigraphy and paleoclimate. Science, **196**, 15 – 18, 1977.
269. *Koerner R.M., Fisher D.A.* Discontinuous flow, ice texture and dirt content in the basal layers of the Devon Island ice cap. J. Glaciol., **23**, 209 – 221, 1979.
270. *Kohnen H.* The temperature dependence of seismic waves in ice. J. Glaciol., **13**, 144 – 147, 1974.
271. *Koide M., Goldberg E.D.* Atmospheric sulfur and fossil fuel combustion. J. Geophys. Res., **76**, 6589 – 6596, 1971.
272. *Koide M., Goldberg E.D., Herron M.M., Langway C.C.* Transuranic depositional history in south Greenland firn Layers. Nature (London), **269**, 137 – 139, 1977.
273. *Kondratiev K.Y., Niilisk H. J.* The new radiation chart. Geofis. Pura Appl., **49**, 197 – 207, 1961.
274. *Kotlyakov V.M.* The intensity of nourishment of the Antarctic ice sheet. IASH 55, 100 – 110, 1961.
275. *Kraus H.* Energy-exchange at air ice interface. IAHS 107,128 – 162, 1973.
276. *Krenke A.N.* Int.Assoc. Sci. Hydrol. Bull., **8**, 2 94 – 95 (Contribution to discussion), 1963.
277. *Krenke A.N., Rototayev K.P.* A surge of the Kolka glacier and hydrometeorological consequences after surge. IAHS 107, 1160 – 1171, 1973.
278. *Krimmel R.M., Tangborn W.V., Meier M.F.* Water flow through a temperate glacier. IAHS 107, 401 – 416, 1973.
279. *Kuo S.-S.* Stress and time effect on the creep rate of polycrystalline ice. Diss. Abstr. Int. B, **33**, 5279B (Abstact), 1973.
280. *Kyle P.R., Jezek P.A.* Compositions of three tephra layers from the Byrd Station ice core, Antarctica. J. of Volcanology and Geothermal Research, **4**, 225 – 232, 1978.
281. *LaChapelle E.* Errors in ablation measurements from settlement and subsurface melting. J. Glaciol., **3**, 458 – 467, 1959.

282. *LaChapelle E.* Energy exchange measurements on the Blue Glacier, Washington. IASH 54, 302 – 310, 1961.
283. *LaChapelle E.* Assessing glacier mass budgets by reconnaissance aerial photography. J. Glaciol., **4**, 290 – 297, 1962.
284. *LaChapelle E.* Stess-generated ice crystals in a nearly isothermal twophase system. J. Glaciol., **7**, 183 – 198, 1968.
285. *Lambert G., Ardouin B., Sanak J., Lorius C., Pourchet M.* Accumulation of snow and radioactive debris in Antarctica: a possible refined radiochronology beyond reference levels. IAHS 118, 146 – 158, 1977.
286. *Lang H.* Variations in the relation between glacier discharge and meteorological elements. IASH 95, 85 – 94, 1973.
287. *Langway C.C.* Ice fabrics and the universal stage. SIPRE Technical Report, **62**, 1958.
288. *Langway C.C.* Stratigraphic analysis of a deep ice core from Greenland. CRREL Research Report, **77**, 1967.
289. *Langway C.C., Klouda G.A., Herron M.M., Cragin J.H.* Seasonal variations of chemical constituents in annual layers of Greenland deep ice deposits. IAHS 118, 302 – 306, 1977.
290. *Liestøl O.* Glacier-dammed lakes in Norway. Norsk Geografisk Tidsskrift, **15**, 122 – 149, 1956.
291. *Liestøl O.* Glacier surges in West Spitsbergen. Can. J. Earth Sci., **6**, 895 – 897, 1969.
292. *Lighthill M.J., Whitham G.B.* On kinematic waves. Proc. R. Soc. London, Ser. A, **229**, 281 – 345, 1955.
293. *Linkletter G.O., Warburton J.A.,* A note on the contribution of rime and surface hoar to the acumulation of the Ross Ice Shelf, Antarctica. J. Glaciol., **17**, 351 – 354, 1976.
294. *Lister H.* Geophys. J. R. Astron. Soc., **2**, 168 (Contribution to discussion), 1959.
295. *Lliboutry L.* La dynamique de la Mer de Glace et la vague 1891 – 1895 d'après les mésures de Joseph Vallot. IASH 47, 125 – 138, 1958.
296. *Lliboutry L.* Contribution à la théorie du frottement des glaciers sur leur lit. C.R. Hebd. Séances Acad. Sci. Ser. D, **247**, 318 – 320, 1958
297. *Lliboutry L.* Studies of the shrinkage after a sudden advance, blue bands and wave ogives on Glaciar Universidad (Central Chilean Andes), J. Glaciol., **3**, 261 – 268, 1958.

298. *Lliboutry L.* Int. Assoc. Sci. Hydrol. Bull., **8**, 2, 82. (Contribution to discussion), 1963.
299. *Lliboutry L.* Traité de Glaciologie, Tome 1, Masson, Paris, France, 1964.
300. *Lliboutry L.* Traite de Glaciologie, Tome 2 , Masson, Paris, France, 1965.
301. *Lliboutry L.* Bottom temperatures and basal low-velocity layer in an ice sheet. J. Geophys. Res., **71**, 2535 – 2543, and correction, **71**, 6152, 1966.
302. *Lliboutry L.* General theory of subglacial cavitation and sliding of temperate glaciers. J. Glaciol., **7**, 21 – 58, 1968.
303. *Lliboutry L.* The dynamics of temperate glaciers from the detailed viewpoint. J. Glaciol., **8**, 185 – 205, 1969.
304. *Lliboutry L.* The glacier theory. Advances in Hydroscience, **7**, 81 – 167, 1971.
305. *Lliboutry L.* Permeability, brine content and temperature of temperate ice. J. Glaciol., **10**, 15 – 29, 1971.
306. *Lliboutry L.* Multivariate statistical analysis of glacier annual balances, J. Glaciol., **13**, 371 – 392, 1974.
307. *LliboutryL.* Loi de glissement d'un glacier sans cavitation. Ann. Geophys., **31**, 207 – 226, 1975.
308. *Lliboutry L.* Physical processes in temperate glaciers. J. Glaciol., **16**, 151 – 158, 1976.
309. *Lliboutry L.* Glissement d'un glacier sur un plan parsemé d'obstacles hémispheriques. Ann Géophys., **34**, 147 – 162, 1978.
310. *Lliboutry L.* Local friction laws: a critical review and new openings. J. Glaciol., **23**, 67 – 94, 1979.
311. *Lliboutry L., Echevin M.* Mésure des bilans annuels en zone d'accumulation. Z. Gletscherkd. Glazialgeol., **10**, 71 – 88, 1975.
312. *Lliboutry L., Briat M Creseveur M.* and *Pourchet M.*15m deep temperatures in the glaciers of Mont Blanc (French Alps). J. Glaciol., **16**, 197 – 203, 1976.
313. *Lòewe F.* The temperature of the Sukkertoppen ice cap. J. Glaciol., **6**, 179 (Letter), 1966.
314. *Loewe F.* Screen temperatures and 10m temperatures. J. Glaciol., **9**, 263 – 268, 1970.
315. *Lorius C., Delmas R.* Géochimie des calottes polaires: aspects atmosphériques et climatiques. J. de Physique, **36**, C8, 37 – 43, 1975.

316. *Lorius C., Merlivat L.* Distribution of mean surface stable isotope values in East Antarctica: observed changes with depth in the coastal area. IAHS 118, 127 – 137, 1977.
317. *Lorius C., Merlivat L., Jouzel J., Pourchet M.* A 30,000- year isotope climatic record from Antarctic ice. Nature (London), **280**, 644 – 648, 1979.
318. *MacAyeal D.R., Thomas R.H.* Ross Ice Shelf temperatures support a history of ice-shelf thicking. Nature (London), **282**, 703 – 705, 1979.
319. *Mahaffy N.W.* A three-dimensional numerical model of ice sheets: tests on the Barnes Ice Cap, Northwest Territories. J Geophys. Res., **81**, 1059 – 1066, 1976.
320. *Martin S.* Corrélation bilans de masse annuels-facteurs meteorologiques dans les Grandes Rousses. Z. Gletscherkd. Glazialgeol., **10**, 89 – 100, 1975.
321. *Mathews W.H.* Vertical distribution of velocity in Salmon Glacier, British Columbia. J. Glaciol., **3**, 448 – 454, 1959.
322. *Mathews W.H.* Discharge of a glacial stream. IASH 63, 290 – 300, 1963.
323. *Machews W.H.* Water pressure under a glacier. J. Glaciol., **5**, 235 – 240, 1964.
324. *Mathews W.H.* Surface profiles of the Laurentide ice shaeet in its marginal areas. J. Glaciol., **13**, 37 – 43, 1974.
325. *Mathews W.H., Mackay J. R.* Deformation of soils by glacier ice and the influence of pore pressures and permafrost. Trans. R. Soc. Can. Sect. 4, **54**, 27 – 36, 1960.
326. *Mayo L.R., Meier M.F., Tangborn W.V.* A system to combine stratigraphic and annual mass-balance systems: a contribution to the International Hydrological Decade. J. Glaciol., **11**, 3 – 14, 1972.
327. *McCall J. G.* The internal structure of a cirque glacier. J. Glaciol., **2**, 122 – 130, 1952.
328. *McKenzie G.D., Peterson D.N.* Subglacial cavitation phenomena: comments on the paper by R. Vivian and G. Bocquet J. Glaciol., **14**, 339 – 340 (Letter), 1975.
329. *Meier M.F.* Mode of flow of Saskatchewan Glacier, Alberta, Canada. U.S. Geol. Surv. Prof. Pap. 351, 1960.
330. *Meier M.F.* Glaciers and climate. In H. E. Wright and D.G. Frey (Eds.), The Quaternary of the United States. Princeton University Press, Princeton, New Jersey, U.S.A., 1965.

331. *Meier M.F.* Some glaciological interpretations of remapping programs on South Cascade, Nisqually, and Klawatti Glaciers, Washington. Can. J. Earth Sci., **3**, 811 – 818, 1966.
332. *Meier M.F., Post A.S.* Recent variations in mass net budgets of glaciers in western North America. IASH 58, 63 – 77, 1962.
333. *Meier M.F., Post A.* What are glacier surges? Can. J. Earth Sci., **6**, 807 – 817, 1969.
334. *Meier M. F., Tangborn W.V.* Distinctive characteristics of glacier runoff. US Geol. Surv. Prof. Pap. 424B, 14 – 16, 1961.
335. *Meier M.F., Tangborn W.V.* Net budget and flow of South Cascade Glacier, Washington. J. Glaciol., **5**, 547 – 566, 1965.
336. *Meier M. F., Kamb B., Allen C.R., Sharp R.P.* Flow of Blue Glacier, Olympic Mountains, Washington, U.S.A. J. Glaciol., **13**, 187 – 212, 1974.
337. *Mellor M.* The Greenland mass balance; flux devergence considerations. IASH 79, 275 – 281, 1968.
338. *Mellor M., Testa R.* Effect of temperature on the creep of ice. J. Glaciol., **8**, 131 – 145, 1969.
339. *Melosh H.J.* Plate motion and thermal instability in the asthenosphere. Tectonophysics, **35**, 363 – 390, 1976.
340. *Mercer J.H.* Antarctic ice and Sangamon sea level. IASH 79, 217 – 225, 1968.
341. *Mercer J.H.* Cold glaciers in the central Transantarctic Mountains, Antarctica: dry ablation areas and subglacial erosion. J. Glaciol., **10**, 319 – 321 (Letter), 1971.
342. *Mercer J.H.* West Antarctic ice sheet and CO^2 greenhouse effect: a threat of disaster. Nature (London), **271**, 321 – 325, 1978.
343. *Millecamps R.G., Lafargue M.* An account of an original electro-acoustical method for the study of the mechanism of ice-flow and deformation in the thickness of a glacier. IASH 47, 377 – 382, 1958.
344. *Miller S.L.* Clathrate hydrates of air in Antarctic ice. Science, **165**, 489 – 490, 1969.
345. *Milnes A.G., Hambrey M.J.* A method of estimating approximate cumulative strains in glacier ice. Tectonophysics, **34**, T23 – T27, 1976.
346. *Morgan V.I.* Oxygen isotope evidence for bottom freezing on the Amery Ice Shelf. Nature (London), **238**, 393 – 394, 1972.

347. *Morland L.W.* Glacier sliding down an inclined wavy bed. J. Glaciol., **17**, 447 – 462, 1976.
348. *Morland L.W.* Glacier sliding down an inclined wavy bed with friction. J. Glaciol., **17**, 463 – 477, 1976.
349. *Muguruma J., Mae S., Higashi A.* Void formation by non-basal glide in ice single crystals. Phill. Mag., **13**, 625 – 629, 1966.
350. *Müller F.* Zonation in the accumulation area of the glaciers of Axel Heiberg Island, N.W.T., Canada. J. Glaciol., **4**, 302 – 313, 1962.
351. *Müller F.* Glacier mass-budget studies on Axel Heiberg Island, Canadian arctic archipelago. IASH 58, 131 – 142, 1962.
352. *Müller F.* Englacial temperature measurements on Axel Heiberg Island, Canadian arctic archipelago. IASH 61, 168 – 180, 1963.
353. *Müller F.* On the thermal regime of a high-arctic valley glacier. J. Glaciol., **16**, 119 – 133, 1976.
354. *Müller F., Iken A.* Velocity fluctuations and water regime of arctic valley glaciers. IASH 95, 165 – 182, 1973.
355. *Müller F., Keeler C.M.* Errors in short-term ablation measurements on melting ice surfaces. J. Glaciol., **8**, 91 – 105, 1969.
356. *Müller R.A.* Radioisotope dating with a cyclotron. Science, **196**, 489 – 494, 1977.
357. *Murozumi M., Chow T.J., Patterson C.* Chemical concentrations of pollutant lead aerosols, terrestrial dusts and sea salts in Greemland and Antarctic snow strata. Geochim. Cosmochim. Acta, **33**, 1247 – 1294, 1969.
358. *Napoléoni J.-G. P., Clarke G.K.C.* Hot water drilling in a cold glacier. Can. J. Earth Sci., **15**, 316 – 321, 1978.
359. *Neave K.G., Savage J. C.* Icequakes on the Athabasca Glacier. J. Geophys. Res., **75**, 1351 – 1362, 1970.
360. *Nye J. F.* The flow of glaciers and ice-sheets as a problem in plasticity. Proc. R. Soc. London, Ser. A, **207**, 554 – 572, 1951.
361. *Nye J.F.* The mechanics of glacier flow. J. Glaciol., **2**, 82 – 93, 1952.
362. *Nye J. F.* A comparison between the theoretical and the measured long profile of the Unterar Glacier. J. Glaciol., **2**, 103 – 107, 1952.
363. *Nye J.F.* The flow of ice from measurements in glacier tunnels, laboratory experiments and the Jungfraufirn borehole experiment. Proc. R. Soc. London, Ser. A, **219**, 477 – 489, 1953.

364. *Nye J. F.* Comments on Dr. Loewe's letter and notes on crevasses. J. Glaciol., **2**, 512 – 514 (Letter), 1955.
365. *Nye J.F.* The distribution of stress and velocity in glaciers and ice-sheets. Proc. R. Soc. London, Ser. A, **239**, 113 – 133, 1957.
366. *Nye J. F.* A theory of wave formation on glaciers. IASH **47**, 139 – 154, 1958.
367. *Nye J. F.* Surges on glaciers. Nature (London), **181**, 1450 – 1451, 1958.
368. *Nye J.F.* The deformation of a glacier below an ice fall. J. Glaciol., **3**, 387 – 408, 1959.
369. *Nye J.F.* A method of determining the strain-rate tensor at the surface of a glacier. J. Glaciol., **3**, 409 – 419, 1959.
370. *Nye J.F.* The motion of ice sheets and glaciers. J. Glaciol., **3**, 493 – 507, 1959.
371. *Nye J.F.* The response of glaciers and ice-sheets to seasonal and climatic changes. Proc. R. Soc. London, Ser. A, **256**, 559 – 584, 1960.
372. *Nye J. F.* The influence of climatic variations on glaciers. IASH 54, 397 – 404, 1961.
373. *Nye J.F.* On the theory of the advance and retreat of glaciers. Geophys. J. R. Astron. Soc., **7**, 431 – 456, 1963.
374. *Nye J.F.* The response of a glacier to changes in the rate of nourishment and wastage. Proc. R. Soc. London, Ser, A, **275**, 87 – 112, 1963.
375. *Nye J. F.* Correction factor for accumulation measured by the thickness of the annual layers in an ice sheet. J. Glaciol., **4**, 785 – 788, 1963.
376. *Nye J.F.* The frequency responce of glaciers. J. Glaciol., **5**, 567 – 587, 1965.
377. *Nye J. F.* A numerical method of inferring the budget history of a glacier from its advance and retreat. J. Glaciol., **5**, 589 – 607, 1965.
378. *Nye J.F.* The flow of a glacier in a channel of rectangular, elliptic or parabolic cross-section. J. Glaciol., **5**, 661 – 690, 1965.
379. *Nye J.F.* Plasticity solution for a glacier snout. J. Glaciol., **6**, 695 – 715, 1967.
380. *Nye J. F.* The effect of longitudinal stress on the shear stress at the base of an ice sheet. J. Glaciol., **8**, 207 – 213, 1969.

381. *Nye J. F.* A calculation on the sliding of ice over a wavy surface using a Newtonian viscous approximation. Proc. R. Soc. London, Ser. A, **311**, 445 – 467, 1969.

382. *Nye J.F.* Glacier sliding without cavitation in a linear viscous approximation, Proc. R. Soc. London, Ser. A, **315**, 381 – 403, 1970.

383. *Nye J.F.* The motion of ice past obstacles. In E. Whalley, S. J. Jones and L.W. Gold (Eds.), Physics and Chemistry of Ice. Royal Society of Canada, Ottawa, Canada, 387 – 394, 1973.

384. *Nye J. F.* Water at the bed of a glacier. IASH 95, 189 – 194, 1973.

385. *Nye J.F.* Deducing thickness changes of an ice sheet from radio-echo and other measurements. J. Glaciol., **14**, 49 – 56, 1975.

386. *Nye J.F.* Water flow in glaciers: jokulhlaups, tunnels and veins J. Glaciol., **17**, 181 – 207, 1976.

387. *Nye J.F., Frank F. C.* Hydrology of the intergranular veins in a temperate glacier. IASH 95, 157 – 161, 1973.

388. *Nye J.F., Mae S.* The effect of non-hydrostatic stress on intergranular water veins and lenses in ice. J. Glaciol., **11**, 81 – 101, 1972.

389. *Nye J.F., Berry M.V., Walford E.R.* Measuring the change in thickness of the Antarctic ice sheet. Nature (London), Phys. Sci., **240**, 7 – 9, 1972.

390. *Odqvist F.K.* Plasticitetsteori med Tillämpningar. Ingenjörsvetenskapsakademien, Stockholm, Sweden, 1934.

391. *Odqvist F.K.* Mathematical Theory of creep and Creep Rupture. Clarendon Press, Oxford, England, 1966.

392. *Oeschger H., Stauffer B., Bucher P., Moell M.* Extraction of trance components from large quantities of ice bore holes. J. Glaciol., **17**, 117 – 133, 1976.

393. *Oeschger H., Stauffer B., Bucher P., Loosli H.H.* Extraction of gases and dissolved and particulate matter from ice in deep boreholes. IAHS 118, 307 – 311, 1977.

394. *Orowan E.* Remarks at joint meeting of the British Glaciological Society, the British Rheologists Club and the Institute of Metals J. Glaciol., **1**, 231 – 236, 1949.

395. *Østrem G.* ERTS data in glaciology – an effort to monitor glacier mass balance from satellite imagery. J. Glaciol., **15**, 403 – 415, 1975.

396. *Oswald G.K. A.* Investigation of sub-ice bedrock characteristics by radio-echo sounding. J. Glaciol., **15**, 75 – 87, 1975.

397. *Oswald G.K.A., G. de Q. Robin.* Lakes beneath the Antarctic ice sheet. Nature (London), **245**, 251 – 254, 1973.
398. *Palmer A.C.* A kinematic wave model of glacier surges. J.Glaciol., **11**, 65 – 72, 1972.
399. *Pardee J.T.* Unusual currents in glacial Lake Missoula, Montana. Geol. Soc. Am. Bull., **53**, 1569 – 1599, 1942.
400. *Paterson W.S.B.* A temperature profile through the Meighen Ice Cap, Arctic Canada. IASH 79, 440 – 449, 1968.
401. *Paterson W.S.B.* The Meighen Ice Cap, Arctic Canada: accumulation, ablation and flow. J. Glaciol., **8**, 341 – 352, 1969.
402. *Paterson W.S.B.* Temperature measurements in Athabasca Glacier, Alberta, Canada. J. Glaciol., **10**, 339 – 349, 1971.
403. *Paterson W.S.B.* Laurentide Ice Sheet: estimated volumes during late Wisconsin. Rev. Geophys. Space Phys., **10**, 885 – 917, 1972.
404. *Paterson W.S.B.* Temperature distribution in the upper layers of the ablation area of Athabasca Glacier, Alberta, Canada. J. Glaciol., **11**, 31 – 41, 1972.
405. *Paterson W.S.B.* Vertical strain-rate measurements in an arctic ice cap and deductions from them. J. Glaciol., **17**, 3 – 12, 1976.
406. *Paterson W.S.B.* Secondary and tertiary creep of glacier ice as measured by borehole closure rates. Rev. Geophys. Space Phys., **15**, 47 – 55, 1977.
407. *Paterson W.S.B.* Extent of the Late-Wisconsin glaciation in northwest Greenland and northern Ellesmere Island; a review of the glaciological and geological evidence. Quat. Res. (N.Y.), **8**, 180 – 190, 1977.
408. *Paterson W.S.B.* Ice sheets and ice shelves. In S.C. Colbeck (Ed.), Dynamics of Snow and Ice Masses. Academic Press, New York, U.S.A., 1 – 78, 1980.
409. *Paterson W.S.B., Clarke G.K.* Comparison of theoretical and observed temperature profiles in Devon Island ice cap, Canada. Geophys. J.R. Astron. Soc., **55**, 615 – 632, 1978.
410. *Paterson W.S.B., Savage J.C.* Measurements on Athabasca Glacier relating to the flow law of ice. J. Geophys. Res., **68**, 4537 – 4543, 1963.
411. *Paterson W.S.B., Savage J. C.* Excess pressure observed in a water-filled cavity in Athabasca Glacier, Canada. J. Glaciol., **9**, 103 – 107, 1970.

412. *Paterson W.S.B., Koerner R.M., Fisher D., Johnsen S.J., Clausen H.B., Dansgaard W., Bucher P., Oeschger H.* An oxygen-isotope climatic record from the Devon Island ice cap, Arctic Canada. Nature (London), **266**, 508 – 511, 1977.

413. *Paterson W.S.B., Nitsan U., Clarke G.K.C.* An investigation of creep instability as a mechanism for glacier surges. Materialy Glyatsiologicheskikh Issledovaniy. Khronika. Obsuzhdeniya, **32**, 201 – 209, 1978.

414. *Philberth B.* Disposal of atomic fission products in Greenland or Antarctic. IASH 47, 350 (Abstract), 1958.

415. *Philberth K.* Une méthode pour mesurer les températures á l'intérieur d'un inlandsis. C.R. Hebd. Séances Acad. Sci. Ser. D, **254**, 3881 – 3883, 1962.

416. *Philberth K., Federer B.* On the temperature profile and the age profile in the central part of cold ice sheets. J. Glaciol., **10**, 3 – 14, 1971.

417. *Picciotto E.E.* Sur l'origine des impuretes minerales de la glace. IAHS 118, 78 – 87, 1977.

418. *Picciotto E.E., Wilgain S.* Fission products in Antarctic snow, a reference level for measuring accumulation. J. Geophys. Res., **68**, 5965 – 5972, 1963.

419. *Picciotto E.E., De Maere X., Friedman I.* Isotopic composition and temperature of formation of Antarctic snows. Nature (London), **187**, 857 – 859, 1960.

420. *Post A.S.* The exceptional advances of the Muldrow, Black Rapids and Susitna Glaciers. J. Geophys. Res., **65**, 3703 – 3712, 1960.

421. *Post A.S.* Alaskan glaciers: recent observations in respect to the earthquake-advance theory. Science, **148**, 366 – 368, 1965.

422. *Post A.S.* Distribution of surging glaciers in western North America. J. Glaciol., **8**, 229 – 240, 1969.

423. *Post A.* Periodic surge origin of folded medial moraines on Bering piedmont glacier, Alaska. J. Glaciol., **11**, 219 – 226, 1972.

424. *Post A., LaChapelle E.R.* Clacier Ice. University of Washington Press, Seattle, Washington, U.S.A., 1971.

425. *Pounder E.R.* Physics of Ice. Pergamon Press, Oxford, England, 1965.

426. *Prest V.K.* Retreat of Wisconsin and Recent ice in North America. Geological Survey of Canada Map 1257A, Ottawa, Canada, 1969.

427. *Pytte R., Østrem G.* Glasio-hydrologiske undersøkelser i Norge 1964. Norges Vassdrags- og Elektrisitetsvesen, Meddelelse fra Hydrologisk Avdeling, 14,1. (In Norwegian with English summry), 1965.
428. *Radok U., Jenssen D., Budd W.* Steady-state temperature profiles in ice sheets. IASH 86, 151 – 165, 1970.
429. *Ramsay J. G.* Folding and Fracturing of Rocks. McGraw Hill, New York, U.S.A., 1967.
430. *Rand J.H.* The USA CRREL shallow drill. In J.F. Splettstoesser (Ed.). Ice Core Drilling. University of Nebraska Press, Lincoln, Nebraska, U.S.A., 133 – 137, 1976.
431. *Rasmussen L.A., Campbell W.J.* Comparison of three cotemporary flow laws in a three-dimensional time-dependent glacier model. J. Glaciol., **12**, 361 – 373, 1973.
432. *Raymond C.F.* Determination of the three-dimensional velocity field in a glacier. J. Glaciol., **10**, 39 – 53, 1971.
433. *Raymond C.F.* Flow in a transverse section of Athabasca Glacier, Alberta, Canada. J. Glaciol., **10**, 55 – 84, 1971.
434. *Raymond C.F.* Inversion of flow measurements for stress and rheological paramaters in a valley glacier. J. Glaciol., **12**, 19 – 44, 1973.
435. *Raymond C.F.* Some thermal effects of bubbles in temperate glacier ice. J. Glaciol., **16**, 159 – 170, 1976.
436. *Raymond C.F.* Valley glaciers. In S. C. Colbeck (Ed.), Dynamics of Snow and Ice Masses. Academic Press, New York, U.S.A., 79 – 139, 1980.
437. *Raymond C.F., Harrison W.D.* Some observations on the behavior of the liquid and gas phases in temperate glacier ice. J. Glaciol., **14**, 213 – 233, 1975.
438. *Raynaud D., Lebel B.* Total gas content and surface elevation of polar ice sheets. Nature (London), **281**, 289 – 291, 1979.
439. *Raynaud D., Lorius C.* Climatic implications of total gas content in ice at Camp Century. Nature (London), **243**, 283 – 284, 1973.
440. *Reeh N., Clausen H.B. Dansgaard W., Gundestrup N., Hammer C.U., Johnsen S.J.* Secular trends of accumulation rates at three Greenland stations. J. Glaciol., **20**, 27 – 30, 1978.
441. *Reynaud L.* Flow of a valley glacier with a solid friction law. J. Glaciol., **12**, 251 – 258, 1973.

442. *Richardson D.* Effect of snow and ice on runoff at Mount Rainier, Washington. IAHS 107, 1172 – 1185, 1973.
443. *Rigsby G.P.* Effect of hydrostatic pressure on velocity of shear deformation of single crystals of ice. J. Glaciol., **3**, 273 – 278, 1958.
444. *Rigsby G.P.* Crystal orientation in glacier and in experimentally deformed ice. J. Glaciol., **3**, 589 – 606, 1960.
445. *Rist S.* Skeidarárhlaup 1954. The hlaup of Skeidará 1954. Jökull, **5**, 30 – 36, 1955.
446. *Robin G. de Q.* Ice movement and temperature distribution in glaciers and ice sheets. J. Glaciol., **2**, 523 – 532, 1955.
447. *Robin G. de Q.* Seismic shooting and related investigations. Norwegian-British-Swedish Antarctic Expedition 1949 – 1952, Scientific Results 5, Glaciology 3, 114 – 119, 1958
448. *Robin G. de Q.* Surface topography of ice sheets. Nature (London), **215**, 1029,– 1032, 1967.
449. *Robin G. de Q.* Stability of ice sheets as deduced from deep temperature gradients. IASH 86, 141 – 151, 1970.
450. *Robin G. de Q.* Depth of water-filled crevasses that are closely spaced. J. Glaciol., **13**, 543 (Letter), 1974.
451. *Robin G. de Q.* Velocity of radio waves in ice by means of a borehole interferometric technique. J. Glaciol., **15**, 151 – 159, 1975.
452. *Robin G. de Q.* Ice shelves and ice flow. Nature (London), 253, 168 – 172, 1975.
453. *Robin G. de Q.* Reconciliation of temperature-depth profiles in polar ice sheets with past surface temperatures deduced from oxygen-isotope profiles. J. Glaciol., **16**, 9 – 22, 1976.
454. *Robin G. de Q.* Is the basal ice of a temperature glacier at the pressure melting point. J. Glaciol., **16**, 183 – 196, 1976.
455. *Robin G. de Q.* Ice cores and climatic change. Phil. Trans. R. Soc. London, Ser. B, **280**, 143 – 168, 1977.
456. *Robin G. de Q.* Formation, flow, and disintegration of ice shelves. J. Glaciol., **24**, 259 – 271, 1979.
457. *Robin G. de Q., Weertman J.* Cyclic surging of glaciers. J. Glaciol., **12**, 3 – 18, 1973
458. *Robin G. de Q., Drewry D. J., Meldrum D.T.* International studies of ice sheet and bedrock. Phil. Trans. R. Soc. London, Ser. B, **279**, 185 – 196, 1977.

159. *Robinson E.S.* On the relationship of ice-surface topography to bed topography on the South Polar plateau. J. Glaciol., **6**, 43 – 54, 1966.

160. *Rogers J. C., LaChapelle E.R.* The measurement of vertical strain glacier bore holes. J. Glaciol., **13**, 315 – 319, 1974.

161. *Röthlisberger H.* Ultrasonic measurements of deformation around a rectangular tunnel. In W.D. Kingery (Ed.), Ice and Snow. M.I.T. Press, Cambridge, Massachusetts, U.S.A., 187 – 211, 1963.

462. *Röthlisberger H.* Water pressure in intra- and subglacial channels. J. Glaciol., **11**, 177 – 203, 1972.

463. *Röthlisberger H., Iken A., Spring U.* Piezometric observations of water pressure at the bed of Swiss glaciers. J. Glaciol., **23**, 429 (Abstract), 1979.

464. *Rufli H., Stauffer B., Oeschger H.* Lightweight 50-meter core drill for firn and ice. In J. F. Splettstoesser (Ed.), Ice Core Drilling University of Nebraska Press, Lincoln, Nebraska, U.S.A., 139 – 153, 1976.

465. *Russell-Head D.S., Budd W.F.* Ice sheet flow properties from combined borehole shear and ice core studies. J. Glaciol., **24**, 117 – 130, 1979.

466. *Rutishauser H.* Observations on a surging glacier in East Greenland. J. Glaciol., **10**, 227 – 236, 1971.

467. *Sanderson T.J.* Equilibium profile of ice shelves. J. Glaciol., **22**, 435 – 460, 1979.

468. *Sanderson T.J., Doake C.S.M.* Is vertical shear in an ice shelf negligible ? J. Glaciol., **22**, 285 – 292, 1979.

469. *Savage J.C., Paterson W.S.B.* Borehole measurements in the Athabasca Glacier. J. Geophys. Res., **68**, 4521 – 4536, 1963.

470. *Schommer P.* Wasserspiegelmessungen in Firn des Ewigschneefeldes (Schweizer Alpen), 1976. Z. Gletscherkd. Glazialgeol., **12**, 125 – 141, 1977.

471. *Schwerdtfeger P.* Theoretical derivation of the thermal conductivity and diffusivity of snow. IASH 61, 75 – 81, 1963.

472. *Schytt V.* Glaciology in Queen Maud Land: work of the Norwegian-British-Swedish Antarctic Expedition. Geogr. Rev., **44**, 70 – 87, 1954.

473. *Schytt V.* The inner structure of the ice shelf at Maudheim as shown by core drilling. Norwegian-British-Swedish Antarctic Expedition, 1949 – 52, Scientific Results, 4, Glaciology **2**. 115 – 151, 1958.

474 *Schytt V.* Mass balance studies in Kebnekajse. J Glaciol., **4**, 281 – 288, 1962.

475. *Schytt V.* Scientific results of Swedish Glaciological Expedition to Nordaustlandet, Spitsbergen, 1957 and 1958. Parts I and II. Geogr. Ann., **46**, 243 – 281, 1964.

476. *Schytt V.* Some comments on glacier surges in eastern Svalbard. Can. J. Earth Sci., **6**, 867 – 873, 1969.

477. *Seckel H.* Das geometrische Novellement über das Grönländische Inlandeis. Medd. Groenl., **187**, 3, 1 – 86, 1977.

478. *Seligman G.* Snow Structure and Ski Fields. Macmillan, London, England, 1936.

479. *Sellers W.D.* Physical Climatology. University of Chicago Press, Chicago, U.S.A., 1965.

480. *Seshu S., Balabanican N.* Linear Network Analysis. Wiley, N. Y., U.S.A., 1959.

481. *Sharp R.P.* Features of the firn on Upper Seward Glacier, St. Elias Mountains, Canada. J. Geol., **59**, 599 – 621, 1951.

482. *Sharp R.P.* Deformation of a vertical bore hole in a piedmont glacier. J. Glaciol., **2**, 182 – 184, 1953.

483. *Sharp R.P.* Glaciers. University of Oregon Press, Eugene, Oregon, U.S.A., 1960.

484. *Shreve R.L.* Movement of water in glaciers. J. Glaciol., **11**, 205 – 214, 1972.

485. *Shreve R.L., Kamb B.* Portable thermal core drill for temperate glaciers. J.Glaciol., **5**, 113 – 117, 1964.

486. *Shreve R.L., Sharp R.P.* Internal deformation and thermal anomalies in lower Blue Glacier, Mount Olympus, Washington, U.S.A. J. Glaciol., **9**, 65 – 86, 1970.

487. *Shumskiy P.A.* The mechanism of ice straining and its recrystallization. IASH 47, 244 – 248, 1958.

488. *Shumskiy P.A.* Mechanisms and causes of glacier variations. IAHS 104, 318 – 332, 1975.

489. *Shumskiy P.A., Krass M.S.* Mathematical models of ice shelves. J. Glaciol., **17**, 419 – 432, 1976.

490. *Smith B.G.* Lunar surface roughness: shadowing and thermal emission. J. Geophys. Res., **72**, 4059 – 4067, 1967.

491. *Splettstoesser J.F.* (editor). Ice Core Drilling. University of Nebraska Press, Lincoln, Nebraska, U.S.A., 1976.

492. *Stanley A.D.* Observations of the surge of Steele Glacier, Yukon Territory, Canada. Can. J. Earth Sci., **6**, 819 – 829, 1969.

493. *Steinemann S.* Experimentelle Untersuchungen zur Plastizität von Eis. Beitr. Geol. Schweiz, Geotech. Ser. **10**, 1 – 72, 1958.

494. *Steinemann S.* Resultats experimentaux sur la dynamique de la glace et leurs correlations avec le mouvement et la petrographie des glaciers. IASH 47, 184 – 198, 1958.

495. *Stenborg T.* Delay of run-off from a glacier basin. Geogr. Ann., **52A**, 1 – 30, 1970.

496. *Stephenson P.J.* Some considerations of snow metamorphism in the Antarctic Ice Sheet in the light of ice crystal studies. In H. Oura (Ed.), Physics of Snow and Ice, Vol. I. Institute of Low Temperature Science, Hokkaido University, Sapporo, Japan, 725 – 740, 1967.

497. *Sverdrup H.V.* The temperature of the firn on Isachsen's Plateau and general conclusions regarding the temperature of the glaciers on West-Spitsbergen. Geogr. Ann., **17**, 53 – 88, 1935.

498. *Tangborn W.V.* and *Rasmussen L.A.* Hydrology of the North Cascades region, Washington. 2. A proposed hydrometeorological streamflow prediction method. Water Resour. Res., **12**, 203 – 216, 1976.

499. *Tangborn W.V., Krimmel R.M., Meier M.F.* A comparison of glacier mass balance by glaciological, hydrological and mapping methods, South Cascade Glacier, Washington. IAHS 104, 185 – 196, 1975.

500. *Tarr R.S., Martin L.* Alaska Glacier Studies. National Geographic Society, Washington, D.C., U.S.A., 1914.

501. *Taylor P.L.* Solid-nose and coring themal drills for temperate ice. In J. F. Splettstoesser (Ed.), Ice Core Drilling. University of Nebraska Press, Lincoln, Nebraska, U.S.A., 167 – 177, 1976.

502. *Theakstone W.H.* Basal sliding and movement near the margin of the glacier Østerdalsisen, Norway. J. Glaciol., **6**, 805 – 816, 1967.

503. *Thomas R.H.* The creep of ice shelves: theory. J. Glaciol., **12**, 45 – 53, 1973.

504. *Thomas R.H.* The creep of ice shelves: interpretation of observed behaviour. J. Glaciol., **12**, 55 – 70, 1973.

505. *Thomas R.H.* The dynamics of marine ice sheets. J. Glaciol., **24**, 167 – 177, 1979.

506. *Thomas R.H., Bentley C.R.* A model for Holocene retreat of the West Antarctic ice sheet. Quat. Res. (N.Y.), **10**, 150 – 170, 1978.

507. *Thomas R.H., Bentley C.R.* The equilibrium state of the eastern half of the Ross Ice Shelf. J. Glaciol., **20**, 509 – 518, 1978.
508. *Thomas R.H., Sanderson T.J. O., Rose K.E.* Effect of climatic warming on the West Antarctic ice Sheet. Nature (London), **277**, 355 – 358, 1979.
509. *Thompson L.G.* Variations in microparticle concentration, size distribution and elemental composition found in Camp Century, Greenland, and Byrd Station, Antarctica, deep ice cores. IAHS 118, 361 – 364, 1977.
510. *Thompson L.G., Hamilton W.L., Bull C.* Microparticles in Byrd station ice core: reply to comments by S. J. Johnsen, C.U. Hammer, N.Reeh, W. Dansgaard. J. Glaciol., **18**, 161 – 163 (Letter), 1977.
511. *Thorarinsson S.* Some new aspects of the Grisvötn problem. J. Glaciol., **2**, 267 – 275, 1953.
512. *Thorarinsson S.* Glacier surges in Iceland, with special reference to the surges of Bruarjokull. Can. J. Earth Sci., **6**, 875 – 882, 1969.
513. *Ting J.M., Martin R.T.* Application of the Andrade equation to creep data for ice and frozen soil. Cold Regions Science and Technology, **1**, 29 - 36, 1979.
514. *Trabant D., Benson C.* Field experiments on the development of depth hoar. Mem. Geol. Soc. Am., **135**, 309 – 322, 1972.
515. *Ueda H.T., Garfield D.E.* The USA CRREL drill for thermal coring in ice. J. Glaciol., **8**, 311 – 414, 1969.
516. *Ueda H.T., Garfield D.E.* Deep core drilling at Byrd Station, Antarctica. IASH 86, 53 – 62, 1970.
517. U.S. National Academy of Sciences, Understanding Climatic Change: A Program for Action. National Academy of Sciences, Washington, D.C., U.S.A., 1975.
518. *Untersteiner N.* Glazial-meteorologische Untersuchungen im Karakorum, II. Wärmehaushalt. Arch. Meteor. Geophys. Bioclimatol. Ser. B, **8**, 137 – 171, 1957.
519. *Untersteiner N., Nye J.F.* Computations of the possible future behaviour of Berendon Glacier, Canada. J. Glaciol., **7**, 205 – 213, 1968.
520. *Vallon M. Petit J.R., Fabre B.* Study of an ice core to the dedrock in the accumulation zone of an alpine glacier. J. Glaciol., **17**, 13 – 28, 1976.

521. *Van Dusen M.S.* Thermal coductivity of non-metallic solids. In E.W. Washburn (Ed.), International Critical Tables of Numerical Data; Physics, Chemistry and Technology, Vol. 5. McGraw Hill, New York, U.S.A., 216 – 217, 1929.

522. *Vialov S.S.* Regularities of glacial shields movement and the theory of plastic viscous flow. IASH 47, 266 – 275, 1958.

523. *Vilesov E.N.* Temperature of ice in the lower parts of the Tuyuksu Glacier. IASH 54, 313 – 324, 1961.

524. *Vivian R.* Tourism, summer skiing, hydroelectricity and protection of the public in the French Alpine glacial area: the development of an applied glaciology. J. Glaciol., **19**, 639 – 642, 1977.

525. *Vivian R., Bocquet G.* Subglacial cavitation phenomena under the Glacier d'Argentière, Mont Blanc, France. J. Glaciol., **12**, 439 – 451, 1973.

526. *Vivian R.A., Zumstein J.* Hydrologie sous-glaciaire au Glacier d'Argentière (Mont-Blanc, France). IASH 95, 53 – 64, 1973.

527. *Vowinckel E., Orvig S.* Climate change over the polar ocean. A method for calculating synoptic energy budgets. Arch. Meteorol. Geophys. Bioklimatol. Ser. B, **17**, 121 – 146, 1969.

528. *Vowinckel E., Orvig S.* Synoptic heat budgets at three polar stations. J. Appl. Meteorol., **10**, 387 – 396, 1971.

529. *Vowinckel E., Orvig S.* EBBA, an Energy Budget Programme. McGill University Publication in Meteorology, 105, McGill University, Montreal, Canada, 1972.

530. *Walder J., Hallet B.* Geometry of former subglacial water channels and cavities. J. Glaciol., **23**, 335 – 346, 1979.

531. *Walford M.E.R., Holdorf P.C., Oakberg R.G.* Phase-sensitive radio-echo sounding at the Devon Island ice cap, Canada. J. Glaciol., **18**, 217 – 229, 1977.

532. *Wallen C.C.* Glacial-meteorological investigations on the Kårsa Glacier in Swedish Lappland 1942 – 48. Geogr. Ann., **30**, 451 – 672, 1948.

533. *Warner G.C.* The measurement of the surface strain in glaciers using embedded resistance strain gages. Diss. Abstr. Int. B, 34, 2648B (Abstract), 1973.

534. *Watts R.D., England A.W.* Radio-echo sounging of temperate glaciers: ice properties and sounder design criteria. J. Glaciol., **17**, 39 – 48, 1976.

535. *Webb W.W., Hayes C.E.* Dislocations and plastic deformation of ice. Phil. Mag., **16**, 909 – 925, 1967.
536. *Weeks W.F., Mellor M.* Some elements of iceberg technology. CRREL Report **78-2**, 1978.
537. *Weertman J.* On the sliding of glaciers. J. Glaciol., **3**, 33 – 38, 1957.
538. *Weertman J.* Deformation of floating ice shelves. J. Glaciol., **3**, 38 – 42, 1957.
539. *Weertman J.* Traveling waves on glaciers. IASH 47, 162 – 168, 1958.
540. *Weertman J.* Equilibrium profile of ice caps. J. Glaciol., **3**, 953 – 964, 1961.
541. *Weertman J.* Mechanism for the formation of inner moraines found near the edge of cold ice caps and ice sheets. J. Glaciol., **3**, 965 – 978, 1961.
542. *Weertman J.* Stability of ice-age sheets. J. Geophys. Res., **66**, 3783 – 3792, 1961.
543. *Weertman J.* Catastrophic glacier advances. IASH 58, 31 – 39, 1962.
544. *Weertman J.* Rate of growth or shrinkage of nonequilibrium ice sheets. J. Glaciol., **5**, 145 – 158, 1964.
545. *Weertman J.* The theory of glacier sliding. J. Glaciol., **5**, 287 – 303, 1964.
546. *Weertman J.* Effect of a basal water layer on the dimensions of ice sheets. J. Glaciol., **6**, 191 – 207, 1966.
547. *Weertman J.* An examination of the Lliboutry theory of glacier sliding. J. Glaciol., **6**, 489 – 494, 1967.
548. *Weertman J.* Comparison between measured and theoretical temperature profiles of the Camp Century, Greenland, borehole. J. Geophys. Res., **73**, 2691 – 2700, 1968.
549. *Weertman J.* The stress dependence of the secondary creep rate at low stresses. J. Glaciol., **8**, 494 – 495 (Letter), 1969.
550. *Weertman J.* Water lubrication mechanism of glacier surges. Can. J. Earth Sci., **6**, 929 – 942, 1969.
551. *Weertman J.* In defence of a simple model of glacier sliding. J. Geophys. Res., **76**, 6485 – 6487, 1971.
552. *Weertman J.* General theory of water flow at the base of a glacier or ice sheet. Rev. Geophys. Space Phys., **10**, 287 – 333, 1972.

553. *Weertman J.* Creep of ice. In E. Whalley, S.J. Jones and L.W. Gold (Eds.), Physics and Chemistry of Ice. Royal Society of Canada, Ottawa, Canada, 320 – 337, 1973.
554. *Weertman J.* Stability of the junction of an ice sheet and an ice shelf. J. Glaciol., **13**, 3 – 11, 1974.
555. *Weertman J.* Milankovitch solar radiation variations and ice-age ice sheet sizes. Nature (London), **261**, 17 – 20, 1976.
556. *Weertman J.* Sliding – no sliding zone effect and age determination of ice cores. Quat. Res. (N.Y.), **6**, 203 – 207, 1976.
557. *Weertman J.* The unsolved general glacier sliding problem. J. Glaciol., **23**, 97 – 115, 1979.
558. *Weertman J., Weertman J. R.* Elementary Dislocation Theory. Macmillan, New York, U.S.A., 1964.
559. *Weller G.* The effect of absorbed solar radiation on the thermal diffusion in Antarctic fresh-water ice and sea ice. J. Glaciol., **6**, 859 – 878, 1967.
560. *Weller G.* The annual heat energy transfer above and inside Antarctic blue ice. IASH 79, 417 – 428, 1968.
561. *Weller G., Schwerdtfeger P.* Thermal properties and heat transfer processes of the snow of the central Antarctic plateau. IASH 86, 284 – 298, 1970.
562. *Wexler H.* Heating and melting of floating ice shelves. J. Glaciol., **3**, 626 – 645, 1960.
563. *Wexler H.* Growth and thermal structure of the deep ice in Byrd Land, Antarctica. J. Glaciol., **3**, 1075 – 1087, 1961.
564. *Whillans I.M.* The equation of continuity and its application to the ice sheet near "Byrd" Station, Antarctica. J. Glaciol., **18**, 359 – 371, 1977.
565. *Wilson A.T.* Origin of ice ages: an ice shelf theory for Pleistocene glaciation. Nature (London), **201**, 147 – 149, 1964.
566. *Yuen D.A., Schubert G.* The role of shear heating in the dynamics of large ice masses. J. Glaciol., **24**, 195 – 212, 1979.
567. *Zeller E.J., Saunders D.F., Angino E.E.* Putting radioactive wastes on ice. A proposal for an international radionuclide depository in Antarctica. Bull. At. Sci., **29**, 4 – 9 and 50 – 52, 1973.
568. *Zienkiewicz O.C.* The Finite Element Method in Engineering Science. McGraw Hill, London, England.

569. *Zotikov I.A.* Bottom melting in the central zone of the ice shield on the Antarctic continent and its influence on the present mass balance of the ice mass. Int. Assoc. Sci. Hydrol. Bull., **8**, 1, 36 – 44, 1963.

570. *Zwally H.J., Brooks R.L., Stanley H.R., Campbell W. J.* Ice sheet elevation and changes observable by satellite radar altimetry J. Glaciol., **24**, 491 – 493, 1979.

Дополнительная литература советских авторов

Богородский В.В. Физические методы исследования ледников. Л., Гидрометеоиздат, 1968.

Олошина А.П. Тепловой баланс поверхности высокогорных ледников в летний период (на примере Эльбруса). М., "Наука", 1966.

Голубев Г.Н. Гидрология ледников. Л., Гидрометеоиздат, 1976, 247 с.

Гросвальд М.Г. Покровные ледники континентальных шельфов. М., "Наука", 1983.

Долгушин Л.Д., Осипова Г.Б. Пульсирующие ледники. Л., Гидрометеоиздат, 1982.

Зотиков И.А. Тепловой режим ледникового покрова Антарктиды. Л., Гидрометеоиздат, 1977.

Зотиков И.А. Теплофизика ледниковых покровов. Л., Гидрометеоиздат, 1982.

Калесник С.В. Очерки гляциологии. М., Географгиз, 1963.

Котляков В.М. Снежный покров Антарктиды и его роль в современном оледенении материка. М., Изд-во АН СССР, 1961.

Котляков В.М. Снежный покров Земли и ледники. Л., Гидрометеоиздат, 1968.

Котляков В.М., Гордиенко Ф.Г. Изотопная и геохимическая гляциология. Л., Гидрометеоиздат, 1982.

Кренке А.Н. Массообмен в ледниковых системах на территории СССР. Л., Гидрометеоиздат, 1982.

Сергин В.Я., Сергин С.Я. Системный анализ проблемы больших колебаний климата и оледенения Земли. Л., Гидрометеоиздат, 1978.

Серебрянный Л.Р. Динамика покровного оледенения и гляциоэвстазия в позднечетвертичное время. М., "Наука", 1978.

Тронов М.В. Ледники и климат. Л., Гидрометеоиздат, 1966.

Ходаков В.Г. Водно-ледовый баланс районов современного и древнего оледенения СССР, М., "Наука", 1978.

Чижов О.П. Оледенение Северной полярной области. М., "Наука", 1976.

Шумский П.А. Энергия оледенения и жизнь ледников. М., Географгиз, 1947.

Шумский П.А., Красс М.С. Динамика и тепловой режимы ледников. М., "Наука", 1983.

Шумский П.А., Кренке А.Н. Современное оледенение Земли и его изменения. – Геофиз. бюлл., № 14, М., "Наука", 1965.

Предметный указатель

Абляция 59 – 63, 69, 71, 73, 77, 79, 82, 84, 85, 92, 120, 133, 160, 164 193, 195, 196, 203, 207, 218, 219, 237, 238, 270, 375, 377, 379
– Антарктического ледникового покрова 362
– годовая 62, 91
– зимняя 61
– летняя 272
– общая 60 – 62, 73, 74
Абсолютно черное тело 363, 364
Аккумуляция 59 – 63, 66, 67, 71, 77, 82, 85, 92, 120, 160, 195, 203, 207, 218, 219, 229, 244, 270, 306, 362, 379
– годовая 62, 73, 91
– зимняя 60, 61
– летняя 60, 62, 73
– общая 60, 61
Альбедо 367, 377, 382

Баланс массы 299, 304, 312, 314 – 318, 320, 321, 331
– – Антарктического ледникового покрова 58, 73
– – больших ледниковых покровов 73 – 75, 91
– – Гренландского ледникового покрова 74
– – годовой 60, 62
– – зимний 60, 63, 65, 74
– – летний 63, 65, 66, 69, 72, 75
– – суммарный 295, 318, 379
– – чистый 60 – 67, 69, 72, 73
Баланса массы изменения 316, 322, 323
– – – долгопериодичные 314
Балансовая кривая 65
Балансовый год 59 – 65, 68 – 70, 80
Бассейн Цереметт 162
Бергшрунд 276
Бурение без отбора керна 100 – 102
– льда 100 – 103
– с отбором керна 101 – 103
– термическое 102
Буйта отела 222

Взаимное смещение кристаллов 19
Влияние бортов долины, теория 125 – 130
– – – наблюдения 130 – 133
– воды в ледниках умеренного типа 236 – 237
– горизонтальной адвекции 247 – 249
– диффузии на реакцию ледника 310 – 312
– кавитации 159
– климатических колебаний 294
– продольного напряжения 121 – 125, 134, 135
Внутренние деформации кристаллов 19
Вода в ледниках с температурой ниже точки плавления 184
– на ложе 352 – 355
– океаническая стандартная средняя 387
– талая 411
Водная смазка 355, 357, 378
Воздушные пузырьки во льду 280, 281
Воздушных пузырьков форма 291 – 292
Волна холода 19, 86, 226, 239
– – зимняя 228, 229, 237
Волновое число 145 – 147
Временна́я шкала Ная 396
Время переноса льда 195 – 197
– сдвига 314, 321
Вулканические отложения 422 – 423

Газосодержание льда общее 412 – 415
Географическое положение ледников умеренного типа 237 – 239
Гипотеза Миланковича 205
– Уипсона 217
Глубина слоя превращения фирна в лед 26
Глубинная изморозь 15, 21 – 22, 64
Граница мокрого снега, термин по Мюллеру 18
– питания 16, 17, 60, 77, 92
– промачивания 16, 63
– сухого снега 16

Давление воды в ледниках 164 — 166
— — суточные колебания 167
— — у ложа 165
Датирование слоев льда по модели течения 394 — 400
— — — — сезонным изменениям 400 — 402
— — — — маркирующим горизонтам 402 — 404
— — — — распаду радиоактивных изотопов 404 — 405
— — — радиоуглеродным методом 404
Движение глубинных слоев 11
— дислокаций по металлу 35
Движения ледников причина 10
Декремент затухания 202
Деформация единичного кристалла 33 — 35
— льда общая 47, 48
— начальная упругая 35 — 36
— пластическая 143
— плоская 110, 118, 122 — 124, 128, 199, 242
— полукристаллического льда 35 — 39
— простого сдвига 267, 268
— сдвиговая 271, 281, 282, 290
— суммарная 266 — 269, 281, 282, 290
Деформаций эллипсоид 291
Дискретные полосы 34
Дислокация 34, 35
Диффракция импульса 96, 97
Диффузия кинематических волн 306 — 309, 323
— молекулярная 20
— объемная 19
— поверхностная 19
Диэлектрическая постоянная льда 94
Доля абляции за счет разных источников тепла 376

Зависимость размера кристаллов от возраста на ст. Бэрд 27, 28
— роста кристаллов от обратной величины абсолютной температуры 29
Загрязнители 420 — 422
Закон Аррениуса 41
— гиперболического синуса 330, 331
— Глена (см. Реологический закон)
— Зорге 25
— Клайперона — Клаузиса 233
— скольжения льда 138
— Стефана — Больцмана 363
— течения льда 76, 83
Зимний сезон 60 — 62
Зона ледяного питания 231
— мокрого снега 231
— накопления 354
— наложенного льда 16, 17, 23
— напряженного льда 16
— промачивания 17, 19, 22, 23, 61
— просачивания по Мюллеру 16 — 18, 22, 232
— — A по Мюллеру 18
— — B по Мюллеру 18
— сухого снега 16, 18, 22, 23, 25
Зон распределения 18 — 19
Зоны в области аккумуляции 16
— интенсивного сдвига 271
— на ледниках 15 — 18
— развития сланцеватости 264

Идеальная пластичность 56, 108, 117
Изменение запаса тепла во льду 373 — 375
— — — в снеге 373 — 375
— плотности с глубиной 23 — 27
— скорости деформации со временем 37
— форм кристаллов 19
Измерение изменений толщины льда 91 — 93
— скорости деформаций на глубине 86 — 91
— — поверхностной 78 — 85
— — течения льда 86 — 91
Измерения баланса массы ледника непосредственное 63 — 67
— ледяных кристаллов 277 — 280
— ориентировки ледяных кристаллов 282 — 287
— размеров ледяных кристаллов 19, 22, 287 — 291

Изотопно-кислородных профилей примеры 406 – 411
Интеграл Доусона 250
Интервал напряжений 55
Исчезновение пузырьков воздуха 27

Йокульлаупы 177 – 184
– теория Ная 183

Кавитация 143, 145, 154
Каналы Ная (см. Н-каналы)
– Рётлисбергера (см. Р-каналы)
Касательная компонента девиатора напряжений 113
– напряжения 56
– скорость деформации 51
Касательные компоненты тензора напряжений 43
Категории ледников по Альману 15
Кинематические волны 11, 296 – 307, 352
– – сжатия по Хевели 272
"Кислые дожди" 420
Клатрат 27
Климат местный 361, 362
– общий 361
– Северного полушария 220
Климатические интерпретации 392 – 394
Компонента девиатора напряжений продольная 124
– скорости вертикальная 259
– – деформации 275
– тензора скоростей деформации продольная 243
– Фурье 145, 146
Компоненты девиатора напряжений 43 – 46, 106, 111, 122, 124, 135, 290, 242, 324
– напряжений нормальные 273
– тензора напряжений 43, 11 – 113, 116, 117, 122, 209, 212, 241
– – скорости деформации 43 – 46, 110, 111, 113, 116, 122, 135, 209, 212, 241
Конечная скорость ползучести 40
Концентрация микрочастиц во льду 417 – 413
Коэффициент турбулентной вязкости 370
Коэффициенты влияния по Наю 320
Край фирна 17
Кривые ползучести 35, 38, 40, 48
– – для поликристаллического льда, схема 36
Критический уровень деформации 38

Лабораторные эксперименты, применимость результатов к течению ледников 47 – 49
Ламинарное течение 106 – 110, 114, 115
Лед наложенный 17, 19
Ледник Алечский 91, 162, 166, 230
– Аржантьер 90, 149, 155, 165
– Атабаска 88, 91, 100, 118, 119, 131, 132, 164, 236, 237
– Аустердальсбре 46, 272
– Берендон 321
– Беринга 270, 345
– Бланш 230
– Блек-Рэпидс, пульсирующий 342, 343
– Блэкфут 176
– Боссон 299
– Брауарйокуль 342, 357
– Брейтхорн 238
– Бэрда 218
– Валле-Бланш 24, 283, 284
– Варигейтед пульсирующий 90, 91, 125, 334, 335, 340, 342, 343, 347, 352, 354
– Верхний Сьюорд 23, 24
– Весл-Скаутбреен 90, 91
– Голубой 51, 81 – 91, 119, 143, 149, 156, 158, 168, 235, 238, 276, 284
– Горнер 162, 238
– Гренц 238
– Гриндельвальд 90
– Грис 168
– Кейсмент 90
– Клаватти 361
– Колка пульсирующий 342
– Корса 71
– Кутьях пульсирующий 342
– Кэрролл пульсирующий 342
– Ламберта 218
– Маласпина 110, 269
– Матьюс 164
– Медвежий пульсирующий 342, 343, 345, 347, 353, 357, 359

– Ледник Мезерв 253, 285
– Мер-де-Гляс 11, 90, 298, 299
– Микка 70
– Мон-Колон 90
– Милдроу 338
– Нигардсбреен 65
– Нискуоли 155, 299
– Отто 941
– Расти 343, 344, 350
– Ронне 217
– Салмон 51, 91
– Саренн 361
– Саскачеван 82, 230, 273
– Сен-Сорлен 67, 361
– Стил 338, 343
– Стур 71 – 73, 320 – 322
– Трапридж 343
– Уайт 71, 184, 231, 232, 253, 273, 275, 350
– Унтераар 155
– Финстервальдера 351, 354
– Флеминг 90, 91
– Хинтерайсфернер 71, 162, 228
– Центральный Туюксуйский 239
– Чоголунгма 381
– шельфовый Мак-Мердо 95
– – Росса 95, 101, 207, 215 – 217, 221, 362, 411
– – Фильхнер 18
– – Эймери 218, 260
– Эстердальсисен 90
– Южный Каскадный 69, 71 – 73, 81, 82, 84, 163 – 165, 320, 321
– Южный Ледук 165, 239
– Якобсхавн выводной ледник Гренландского ледникового покрова 82, 345

Ледника Камфортлесбреен продольная сланцеватость 463
– Медвежьего продольный профиль 337
– – пульсация 335 – 341
– Милдроу пульсация 337, 339
– Суситна пульсация 342
– Тикке пульсация 339
– Федченко реакция на изменение баланса массы 331

Ледники альпийского типа 238
– Аляски 269
– Арктические 375
– Африки 63
– в Альпах 151
– Восточной Антарктиды 283
– горные 105, 210
– долинные 107, 125 – 128, 216, 273, 329
– – альпийского типа 197
– – арктические 94
– – пульсирующие 345
– Западной Гренландии 89
– Земли Адели 411
– идеализированные 302, 303
– – увеличение толщины 303
– – траектория волн 302
– изометрические 18
– на западе Северной Америки 70
– Новой Зеландии 63
– полярные 15, 25, 64, 75, 92
– приливные 222
– пульсирующие 12, 69, 177, 146, 216, 217, 294, 333, 334, 339, 340, 342, 345, 347, 348
– Скандинавии 12
– субполярные 15
– умеренного типа 14, 15, 18, 19, 23, 24, 70, 86, 93, 98, 99, 101, 105, 149, 161, 166 – 169, 224, 232 – 239, 264, 276, 294, 283, 284, 322, 332, 348
– холодные 18, 86, 349, 350
– шельфовые 74, 95, 101, 207 – 216, 218 – 222, 247, 259, 260
– – в закрытых заливах 214 – 215
– – – заливе с параллельными сторонами 210 – 214
– – – открытых заливах 214 – 215
– Шпицбергена 12

Ледников идеализированные модели 76, 78, 104
– пульсирующих температура 343 – 347
– – типы 345
– – характеристика 341, 347

Ледниковая сейсмология 98 – 100
– складчатость 268 – 271

Ледниковое поле Западное на Шпицбергене 231, 343

Ледниковые мельницы 161, 162, 165, 184
– покровы 201, 216
– пульсации 164, 217, 219, 333 – 359

Ледниковые туннели 169, 170, 171, 181, 182
— — большие 169, 183
— щиты полярные 94, 95
Ледниковый лед 10, 14
— купол Агассида 48
— — Барнса 18, 119, 198, 267, 281, 292
— — Ватнайокуль 198
— — Джексона 231
— — Лоу 198, 202, 252, 253, 286
— — на горе Логан 193
— — — перевале Юнгфрауйох 192
— — острова Девон 26, 89, 92, 97, 192, 253, 257, 284, 290, 377, 406 — 409, 418, 420, 422
— — — Миен 71, 195, 278, 252, 253, 383, 384
— — — Рузвельта 198
— — Северо-Восточной Земли 349
— — Суккер-Топпен 239
— — С в Восточной Антарктиде 287, 288, 290, 410, 417, 420
— покров Антарктический 11, 55, 41, 62, 81, 102, 138, 158, 198, 199, 206, 216, 217, 227, 229, 250 — 252, 259, 306, 345, 346, 349, 390, 393, 413, 421
— — Восточной Антарктиды 217, 385
— — Гренландский 11, 12, 23, 41, 63, 82, 119, 138, 158, 198, 199, 227, 231, 255, 257, 306, 332, 345, 346, 349, 377, 389, 393, 413
— — Западной Антарктиды 207, 217, 219 — 221
— — Лаврентийский 11, 195, 204, 221, 222
— — морской 217, 222
— — Фенноскандинавский 204, 222
— щит идеально пластичный 187, 188, 190, 203
Ледниковых куполов пульсация на Шпицбергене 342
— пульсаций описание 335 — 241
— туннелей скорость сужений 182, 183
— — — расширения 183
Ледяная линза 16, 265
Ледяной слой 16
Ледяные жилы 16, 265
— потоки 206, 207
Летний сезон 60 — 63
Летняя поверхность 59
Линия налегания 213, 216, 219, 221
— промачивания снега 17
— равновесия (см. Граница питания)
— снеговая данного года 17
— сухого снега 18, 23
— фирновая 17, 19

Метод гидрогеологический 69 — 70
— гравитационный 93
— измерения общего газосодержания льда 415
— конечных разностей 136
— преломленных волн 99
— радиозондирования 93 — 98
— сейсмический 93
— стратиграфический измерений баланса льда 62
— тяжелых изотопов 386 — 392
— ультразвукового каротажа скважин 99
— Федоровского столика 277, 280
— фиксированных дат 62
— фотографический 68 — 69
— шурфов 65
— рекогносцировки 70 — 71
Микроэлементы естественного происхождения 419 — 420
Мирового океана уровень 217, 220, 221, 409
Модель Бадда модифицированная 331
— движущихся колонок 249 — 252, 259
— Йенссена 332
— Кемпбела — Расмуссена 325 — 326
— Махаффи 306 — 328
— пульсации Бадда численная 355 — 358
Модели Бадда — Йенсена 328 — 331, 355

Напряжение касательное 53, 106, 109 — 113, 121, 125, 128, 129, 135, 138, 141 — 143, 146, 147, 149, 151, 153, 158, 174, 187, 188, 190, 192, 197, 202, 203, 207, 211, 255, 324, 328, 370, 371

Напряжение эффективное 44, 46, 50, 209, 212
— на поверхности 114
— продольное 51, 121, 139, 141, 330
— растягивающее 140, 141, 152
— сдвига придонное 352, 356
— сжатия вертикальное 275
— — эффективное 152
— сжимающее 140, 141, 146, 151
Неустойчивость при ползучести 348 — 349
Н-каналы 173, 176, 177
Нунатаки 73
Ньютоновская вязкая жидкость 146, 148, 149, 202

Область абляции 16 — 18, 65, 68, 77 — 82, 84, 110, 121, 163, 184, 196, 204, 227, 229, 231, 234, 236 — 239, 245 — 247, 253, 264, 268, 276, 283, 302, 303, 305, 336, 337, 343, 349
— — ледников умеренного типа 373, 374
— — аккумуляции 16, 65, 68, 70, 77 — 82, 89, 91, 110, 121, 162, 163, 174, 204, 205, 229 — 232, 234, 236 — 239, 244, 245, 253, 302, 303, 306, 336, 337, 343, 349, 362
— питания (см. Область аккумуляции)
— растягивающего течения 84
— сжимающего течения 84
— таяния (см. Область абляции)
Область сжимающего течения неустойчивость 304 — 305
Объем активации при ползучести 40,41
Огивы 262, 271 — 273
Относительная диэлектрическая проницаемость 94

Параметр вязкости 356, 357
— шероховатости ложа 141, 142
— — поверхности 371, 382
Параметра шероховатости типичные значения 372
Парниковый эффект 221, 364
Перенос тепла 332
— в ледниковом щите 239 — 242
— — турбулентный 369 — 373
Период покоя 340, 358
Петрографическая структура льда 263
Пластическое течение 139
Плато Изаксен 228
Плоскость надвигов 276
Подледниковое озеро Гримсвётн 178, 179, 183
Ползучесть 33, 99, 100, 147, 150, 170
— вторичная 36 — 40, 42, 47, 48, 53, 44
— минимальная (см. Ползучесть вторичная)
— первичная 36, 37
— переходная 36
— третичная 36 — 39, 42, 55
Ползучести скорость 42, 43
Полость кавитации 144
Полосы Форбса 271 — 273
Постоянная Кармана 371
— Стефана — Больцмана 367
Превращение снега в лед 23
— — — — в зоне сухого снега 19 — 21
— — — —при наличии талой воды 22, 23
Предел пластичности 108
— текучести 56, 107, 187, 203
Препятствия сдерживающие 142, 147
— эффективные 352
Продольная скорость деформации 119 — 121
Продольного сдвига изменения 351 — 355
Придонное напряжение на леднике Медвежьем 351
Примеси в фирне и во льду 415 — 417
Происхождение воды в ледниках умеренного типа 236 — 237
Проницаемость льда между зернами в ледниках умеренного типа 167 — 168
Профиль Антарктического ледникового покрова 190, 207
Профили ледниковых щитов 186 — 191
Процесс дислокации льда 34
Пульсирующих ледников географическое распределение 347
Пьезометрическая поверхность ледникового ложа 165

Радиационный баланс 366
Радиация 366 – 369
– длинноволновая 367 – 377, 369, 379, 382
– коротковолновая 366
– солнечная 366, 377, 381, 382
Различия в скорости аккумуляции 21
Распределение температуры в ледниках 224
Растягивающее течение 110 – 119
Расход воды в ледниках 161, 163, 164
– – – – максимальный 161, 164, 166
– – – – пиковый 161
– – – – среднесуточный 161, 162
– – для льда из скважин при температуре 0°С 50
– – – поликристаллического льда 39 – 43
– – – простого сдвига 45
– – – разных температур 54
– – из скорости растекания плавающих шельфовых ледников и скорости замыкания скважин 53
– – нелинейный 148
– – обобщенный 32, 43 – 46
– – связывающий деформацию с напряжением 32, 105
– – – компоненты тензора скоростей деформации с компонентами девиатора напряжений 324
– – – скорость вторичной ползучести с напряжением 38
– – степенной 56, 253
– льда 130
Реакция ледника на изменение баланса массы 305 – 306, 314
Режелация 22, 139 – 143, 146, 150, 154
Режеляции слой 143
Режеляционная вода 156
Реконструкция ледниковых покровов 197 – 198
Рекристаллизация 38
Реологический закон 39, 56, 104 – 106, 108, 110, 113, 124, 127, 133, 141, 146, 151, 155. 159, 188, 190, 191, 200, 212, 255, 256, 258, 259, 330, 356
– – Бадда 53
– – в интервале напряжений 55
– – для льда из скважин при температуре 0°С 50
– – – поликристаллического льда 39 – 43
– – – простого сдвига 45
– – разных температур 54
– – из скорости растекания плавающих шельфовых ледников и скорости замыкания скважин 53
– – нелинейный 148
– – обобщенный 32, 43 – 46
– – связывающий деформацию с напряжением 32, 105
– – – компоненты тензора скоростей деформации с компонентами девиатора напряжений 324
– – – скорость вторичной ползучести с напряжением 38
– – степенной 56, 158
Реологические законы в модели Бадда – Йенссена 331
Реологического закона значения параметров 29 – 55, 135
– – измерения параметров 47
– – параметры 47, 147, 170, 275, 356
– – различные типы 56
– – степенного параметры 331
Р-каналы 173 – 176
Рост ледяных кристаллов в фирне 28, 29

Сбросы 276
Связь между ледниками и климатом 360
Сдвиг простой 266, 281, 291
– фазовый 314
– чистый 266
Сдвига плоскости 281
– простого эффект 282
Сдвиговые напряжений 281
Сейсмичность ледников 99, 100
Сераки 78
Сёрджи 294
Сжатие нормальное 281
Сжимающее течение 110 – 119
Система ледниковый щит – шельфовый ледник 219, 220

Скольжение ледника по ложу 34, 36, 37, 42, 137 – 159, 184
Скорость абляции 60, 168, 204, 205, 216, 238, 304, 355, 357, 358
– аккумуляции 60, 92, 191, 193, 194, 204, 205, 208, 212, 255, 256, 258 – 260, 355, 357, 358, 362
– – годичная 395
– – снега в Антарктиде 401
– движения ледников 336, 339, 340, 355 – 359
– деформации 36, 45, 55, 56, 104, 118, 138, 139, 141, 158, 200, 209, 216, 266, 330, 331, 348
– – вертикальная 256, 396
– – касательная 129, 131, 237, 255
– – на глубине 119
– – на поверхности 115, 124, 272
– – поперечная 214
– – продольная 214, 375
– – эффективная 44, 50, 53, 106
Сланцеватость 263 – 269
Сланцеватости картирование 264
– степень развития 266
– формирование 264
– элементы 265
Следы таяния 411 – 412
– трещин 265
Слоистость осадочная 264
Снега типичные плотности 15
Снеговая линия 16, 17, 205, 361
Солнечная постоянная 363
Соотношение Андре 38
– между рельефом поверхности ледника и рельефом ложа 198 – 202
Спектральная плотность энергии 145
– функция шероховатости 145
Стадия восстановления 340, 358
– подвижки 358
Станция Агассида 26
– Бэрд 25 – 29, 99, 102, 103, 192, 206, 207, 252 – 254, 285, 289, 290, 380, 381, 391, 399, 410, 419
– Восток 25 – 27, 230, 288, 290, 380, 410
– Дай-3 26, 401
– Джей-9 221, 260, 261
– Ингле-Леманн 22, 26
– Кемп-Сенчури 26, 29, 102, 200, 201, 230, 252 – 255, 290, 391, 397, 406 – 410, 418 – 420, 422
– Король Бодуэн 26, 388, 389
– Крет 25, 391, 402
– Литл-Америка 26, 260, 261, 380, 411
– Милсент 26
– Мирный 190, 252, 380
– Модхейм 26, 29, 260, 380
– Моусон 380
– Планерная 230
– Плато 29, 229, 230
– Сейт-2 23, 24, 26, 29, 230
– Саутайс 29
– Уилкс 25, 26, 29, 227, 380, 381
– Центральная 230
– – Южный полюс 29, 230, 380, 403
– Юнгфрауйох 230
– Ярл-Жозе 92
Стационарное решение уравнений 242 – 247, 249
– состояние ледникового щита 196
Стационарные профили идеального ледника 311
Сток рек средний годовой 160
Стратификация 265
Структура кристаллов льда 32 – 33
– молекулы 32
Структуры вложенные ложковидные 264
Сублимация 19 – 21

Талые воды поверхностные 161, 173
Тектоническая активность 347 – 348
Тектонический разлом Денали 348
– – Фэруэдзер 348
Температура 244
– в ледниках умеренного типа 232 – 235
– льда близ поверхности 225 – 232
– придонная 224
– шельфовых ледников 259 – 261
Температурные профили измеренные 252 – 254, 260
Температурный градиент 247, 249
– – безразмерный стационарный 245, 246
– – в Кемп-Сенчури 255 – 256
– – отрицательный 252

Температуры распределение нестандартные 256 – 259
Теоретических гипотез проверка 118 – 119
Теория Монина – Обухова 373
– Ная основная 294 – 296
– Робина – Вертмана о течении воды 354, 355
– скольжения без кавитации 144 – 148, 156,
– – Вертмана 138 – 143
– – Лликбутри 147, 148
– – Морленда 148
– – Ная и Кэма 144 – 148
– течения воды в ледниках умеренного типа 169 – 173
– – ледниковых покровов 186
Теория Ная краткое изложение 322 – 323
Тепло, затрачиваемое на таяние 375 – 376
Тепловая конвекция в Антарктическом ледниковом покрове 206 – 207
Теплового баланса расчеты 381 – 384
Тепловой баланс атмосферы 382
– – – средний годовой 365
– – земной поверхности 363 – 366, 377 – 379, 381 – 383
– – – – средний годовой 365
– – на ледниковом куполе острова Девон 378
– – поверхности Антарктиды зимой 380
– – – ледника Чоголунгма 381
– – – ледникового купола Миен
Термические механизмы 349
– параметры льда 225
– – снега 225
Течение воды в ледниках 161 – 164
– – между зернами 167
– – на ледниковом ложе 173 – 177
– вязкое 10, 130
– неограниченного шельфового ледника 208 – 210
Типичные плотности 15
Типы скважин 100 – 102
– – глубокие 100 – 102
– – мелкие 100, 101
– – средний глубины 100 – 102
– возмущения льда 331
– льда 265
– погоды 360, 378, 379
Трещины 273 – 276

Увеличение толщины льда в изолированном леднике 303
Уравнение Андраде 55
– Аррениуса 28, 40
– Вертмана 189
– выражающее разницу между скоростями таяния и течения ледника 171
– Вялова 190
– для равновесной температуры льда 234
– – течения воды 171
– Навье – Стокса 325
– неразрывности 195, 295, 297, 330
– – для течения воды 171
– переноса тепла 275
– – – общее 239 – 242
– поверхности ледника 199
– скольжения 189
– теплопроводности 226
– энергии 172
Установившееся состояние ледника 62

Фация по Бенсону 17 – 18
Фединг 96, 97
Фирн полярный 14, 15, 27
Формирование подледных озер 184
Формула Вертмана 142, 324
– максимальной глубины трещин Ная 275

Частотная характеристика реакции ледника 312 – 314, 321
Численное моделирование 343 – 325
– – Кларка 350

Шероховатость ложа 144 – 148, 151, 153 – 155 159, 352 – 354
– типа белого шума 142, 145, 147 150
Шлакование 20

Энергия активации 28, 29, 40, 41, 49, 54
– – при объемной самодиффузии
Эффект смазки 85, 137
Эффективная вязкость 148
Эффекты деформации льда 280 – 282

СОДЕРЖАНИЕ

ПРЕДИСЛОВИЕ РЕДАКТОРА ПЕРЕВОДА 5
ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ 7
ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА КО ВТОРОМУ ИЗДАНИЮ 8
ПРЕДИСЛОВИЕ АВТОРА К ПЕРВОМУ ИЗДАНИЮ 9
1. Введение 10
2. Преобразование снега в лед 14
3. Структура и деформация льда 31
4. Баланс массы ледников 58
5. Методы измерений 76
6. Течение ледников
Деформация льда 104
7. Течение ледников
Скольжение по ложу 137
8. Гидрология ледников 160
9. *Течение ледниковых щитов и шельфовых ледников* 186
10. Распределение температуры в ледниках и ледниковых покровах 224
11. Тектонические и петрографические структуры ледников и ледниковых покровов 262
12. Реакция ледника на изменение баланса массы 293
13. Пульсации ледников 333
14. Тепловой баланс и климатология ледников 360
15. Исследования ледяного керна 385
ЛИТЕРАТУРА 424
ПРЕДМЕТНЫЙ УКАЗАТЕЛЬ 463

4464

103
1