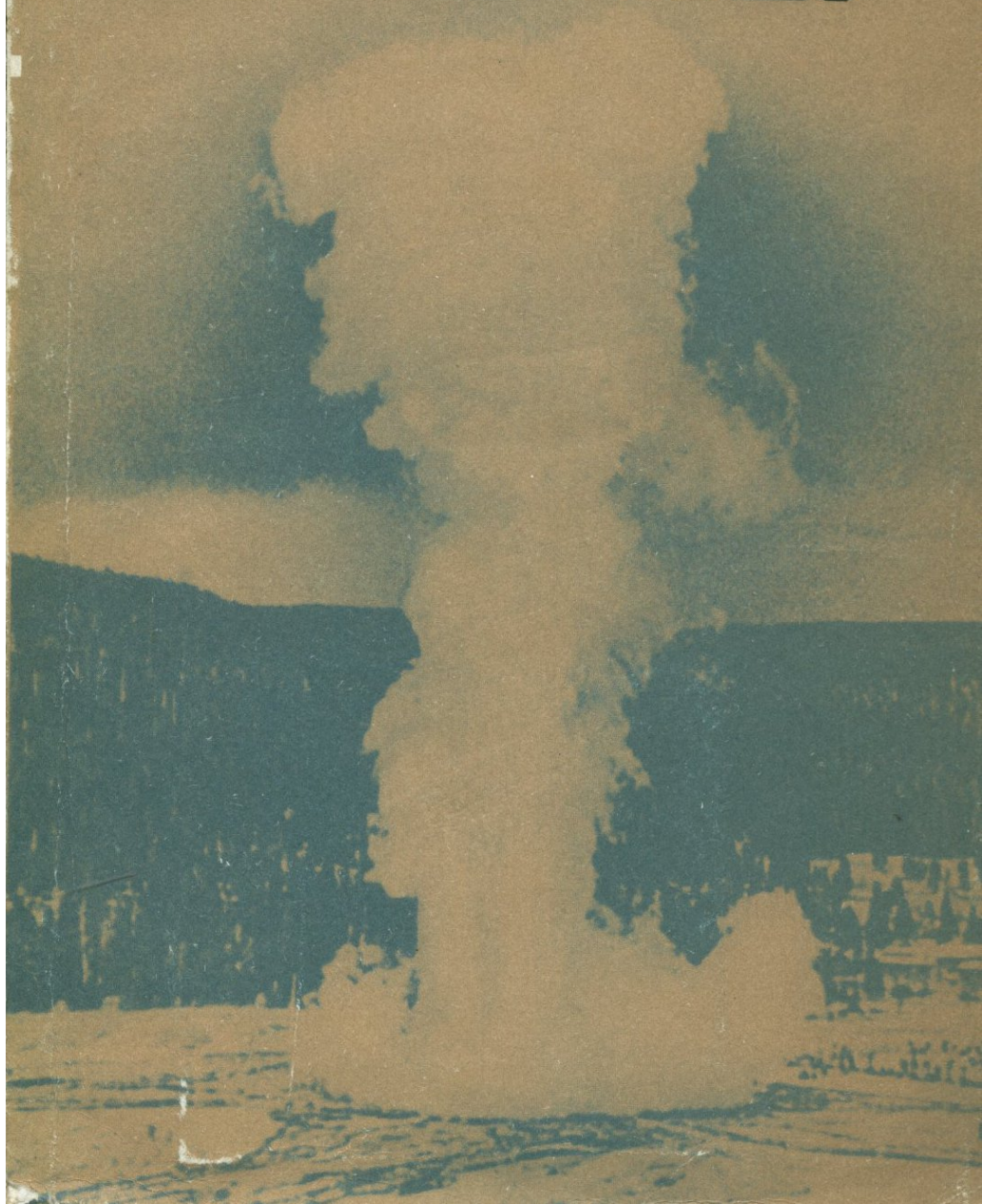


Ж. ГОГЕЛЬ

ГЕОТЕРМИЯ



Ж. ГОГЕЛЬ
ГЕОТЕРМИЯ

550.36.
551.23

Перевод с французского
Л.Н. БАРАБАНОВА

Под редакцией
д-ра геол.-мин. наук
К.К. ЗЕЛЕНОВА

2617

Издательство "Мир"
Москва 1978



Книга известного французского геолога Жана Гогеля знакомит читателей с основными проблемами геотермии, интерес к которым широко проявляется в связи с новыми идеями о происхождении, строении и развитии Земли. Всесторонние геотермические исследования последних лет указывают на реальные возможности практического освоения внутриземного тепла как нового вида энергетических ресурсов. В книге рассмотрены внешний и внутренний тепловой режим Земли, распространение тепловых воздействий в пространстве и времени, термические аспекты ряда геологических явлений, а также условия формирования геотермальных месторождений.

Книга рассчитана на геологов, геофизиков, вулканологов и гидрогеологов, а также студентов соответствующих специальностей, изучающих тепловые характеристики земных недр и решающих задачи использования глубинного тепла Земли.

*Редакция литературы
по вопросам геологических наук*

© 1975, Doin Editeurs, Paris

Г $\frac{20806-134}{041(01)-78}$ 134-78 © Перевод на русский язык, "Мир", 1977

ПРЕДИСЛОВИЕ К РУССКОМУ ИЗДАНИЮ

Жан Гогель, вице-президент Бюро геологических исследований и горных работ (БРЖМ) Франции, известен как автор крупных работ в области региональной геологии и тектоники. Его перу принадлежит переведенная на русский язык книга "Основы тектоники" ("Мир", М., 1969). В 1952 г. Ж. Гогель исследовал горячие источники Хаммам Мескутан (Алжир) с целью оценки их возможной эксплуатации. Затем он изучал парогидротермальные месторождения района Лардерелло в Италии и занимался теорией конвективных водных потоков в недрах Земли и перегрева подземного пара в природных условиях. В статье "Термический режим подземных вод", изданной БРЖМ в 1953 г., Ж. Гогель дал геологическое обоснование и математическое решение таких вопросов, как конвективный перенос внутриземного тепла, развитие в вулканических областях потоков глубинных флюидов, приводящих к образованию высокотемпературных гидротермальных систем и месторождений перегретого пара, и, наконец, механизм фреатических взрывов, при которых высвобождается огромная кинетическая энергия. В 1961 г. на конференции Организации Объединенных Наций по новым видам энергии Ж. Гогель выступил с докладом, в котором были указаны широкие перспективы использования внутриземного тепла в энергетических целях, что особенно необходимо для развития промышленности областей и стран, удаленных от крупных источников традиционного топливного сырья — угля, нефти и газа.

Предлагаемая работа, обобщающая наиболее существенные геотермические исследования, представляет собой новый важный шаг к пониманию геотермии как единого планетарного процесса перераспределения тепла, причем сама Земля рассматривается автором как огромная тепловая энергетическая машина. Иными словами, это — новое геоэнергетическое направление, в котором на четкой математической основе развиваются теоретические проблемы генезиса и

трансформации глубинных потоков тепловой энергии с конечным проявлением их в виде тектонических разломов, вулканических взрывов, сейсмических и других эндогенных явлений.

В основе работы лежит анализ распределения температур в земной коре, разность которых определяет геотермический градиент и — в соответствии с теплопроводностью горных пород — тепловой поток Земли. В математической форме, выраженной уравнением теплопроводности, рассматривается динамика процесса теплового воздействия в различных условиях распределения температур как в пространстве, так и во времени. Следует отметить, что уравнение теплопроводности выражено относительно функций, значения которых, рассчитанные на ЭВМ, приведены в специальной таблице. Эта таблица может сама по себе быть широко использована в практической деятельности, поскольку табулированные функции значительно облегчают числовое решение многих конкретных геотермических задач.

В работе нашли неожиданное математическое объяснение не только традиционные для геотермии проявления кондуктивного теплообмена и активного вулканизма, но, в частности, и проблемы периодических оледенений крупных территорий Земли, связанных, как полагает Ж. Гогель, с изменением режима лучистого теплообмена Земли и Солнца. Большой интерес представляет проведенный автором расчет изменения тепловых потоков в связи с процессами эрозии и седиментации. Оказалось, что по этим данным можно судить о тепловом воздействии в прошлые геологические эпохи, т.е. подойти, по существу, к основам палеогеотермического анализа.

Глобальный подход к геотермии, общая сравнительная характеристика источников внутреннего тепла Земли дают основание автору оптимистично рассматривать будущее геотермальной энергии, способной в далекой перспективе стать одним из основных источников энергии. Однако, по мнению Ж. Гогеля, современный опыт разведки и практического использования глубинного тепла Земли показывает, что геотермальная энергетика может развиваться в крупных масштабах, соизмеримых с масштабами современной атомной энергетике, лишь на основе широкого комплекса теоретических и экспериментальных работ. Кроме того, использование даровой энергии тепла Земли вовсе не предполагает простых технических средств его извлечения и требует решения крупных технологических проблем. Другими словами, практическая геотермия требует таких же усилий, как теоретическое обоснование и строительство атомных электростанций.

Большое значение при этом имеет опытно-промышленная эксплуатация геотермальных месторождений с целью разработки методики разведочных работ, оценки запасов парогидротерм и их рационального использования. Можно с удовлетворением отметить, что именно с этих позиций рассматривают геотермию и возможности использования глубинного тепла Земли ученые и практики нашей страны — вулканологи, гидрогеологи, энергетики, уже имеющие опыт промышленной эксплуатации камчатских геотермальных электростанций на вулканических парогидротермах. В перспективе же исследований — широкая промышленная разведка многочисленных геотермальных месторождений на всей территории Советского Союза.

Значение книги, однако, отнюдь не исчерпывается опытом практической геотермальной энергетики. В заключительной главе Ж. Гогель с большим тактом показывает, что огромный фактический багаж геотермии может быть использован еще и для подсчета возможного энергетического баланса планеты, объяснения механизма подлитосферной магматической конвекции, создания и анализа гипотетической модели внутренних областей Земли. Аргументированное обращение автора к этим проблемам, очевидно, значительно расширяет круг читателей книги.

К. Зеленов

ОСНОВЫ ГЕОТЕРМИИ

Геотермия рассматривает распределение температуры в земной коре и процессы, влияющие на это распределение.

Температура на поверхности земли играет существенную роль благодаря сложным метеорологическим процессам, которые развиваются в атмосфере. Об этом нет необходимости и напоминать.

Однако в большинстве разделов геологической науки обычно не привлекаются геотемпературные данные. Например, при характеристике осадочных горных пород считается достаточным указать, что они не подвергались нагреванию до степени перекристаллизации, присущей метаморфическим породам. В гидрогеологии, как правило, определяется проницаемость пород с учетом температуры в отдельных точках пласта и не отражается роль вязкости воды, которая быстро уменьшается с повышением температуры. В противоположность этому геологи-нефтяники изучают проницаемость пород¹ только с учетом их текстуры и, кроме того, вязкости флюидов в идеальных условиях. И хотя геотермия, особенно на умеренных глубинах, представляет собой важный раздел науки, геофизика уделяет ей относительно мало внимания.

Но несмотря на то что роль температуры очевидна в метаморфизме пород и вулканических явлениях, геотермия не может служить единственной основой для объяснения изменчивости этих явлений.

В моделях, создающих представление о внутреннем строении Земли, обычно четко показано распределение плотностей и давлений, тогда как представление о распределении температур в них чрезвычайно неопределенно. Однако последнее, без всякого сомнения, должно играть существенную роль во всех рассматриваемых моделях.

¹Проницаемость выражается в единицах дарси, означающих расход (в $\text{см}^3/\text{с}$) потока жидкости с вязкостью 0,01 П через сечение 1 см^2 при градиенте давления $1 \text{ атм}/\text{см}$.

Настоящая книга посвящена главным образом температурным условиям на относительно небольших глубинах и рассмотрению влияния этих условий на процессы циркуляции и фазовые взаимопереходы подземных вод, особое внимание уделено процессам образования подземного пара и вопросам наиболее экономичной разработки геотермальных месторождений современными техническими методами.

О распределении температуры во внутренних областях Земли в книге высказаны лишь общие гипотетические соображения без их детального анализа.

Некоторые физические понятия

Понятие температуры вводится для характеристики различной степени нагретости тел. Для ее измерения долгое время использовались простые приборы: ртутные, затем газовые термометры с относительными шкалами на базе легко определяемых точек, например 0 и 100° в шкале Цельсия. Разность этих значений соответствует разности температур кипения и замерзания воды при нормальном давлении. Шкала Фаренгейта связана со шкалой Цельсия следующим соотношением: $T^{\circ}\text{F} = 32^{\circ} + 1,8 \times T^{\circ}\text{C}$.

Второе начало термодинамики позволило установить абсолютную температурную шкалу. Ее начальная отметка соответствует минимальному значению, ниже которого температура опуститься не может. Эта точка принята Кельвином за абсолютный нуль (0 К) и соответствует температуре $-273,15^{\circ}\text{C}$. Таким образом, разница между шкалами Кельвина и Цельсия равна приблизительно 273°.

Нужно учитывать, что на температуру влияют потоки энергии. Переход в тепловую других видов энергии: механической, химической, электрической, электромагнитной и т.д. — подчиняется первому началу термодинамики, на основе которого установлен механический эквивалент теплоты: 1 кал = 4,18 Дж. Напомним, что 1 кал составляет количество тепла, необходимое для нагревания 1 г воды на 1 °С, точнее, с 14,5 до 15,5 °С. В качестве единицы теплоты используется также большая калория (ккал), которая в тысячу раз больше малой калории.

Удельная теплоемкость тела равна количеству тепла, необходимого для нагревания 1 г этого тела на 1 °С. Теплоемкость легко измерить, помещая тело, предварительно нагретое до известной температуры, в водяной калориметр. Теплоемкость зависит от темпера-

туры. Для горных пород она в общем увеличивается с повышением температуры и может возрасти вдвое при изменении ее от 500 до 700 °С. Теплоемкость различных горных пород изменяется в нешироких пределах [7]. Для гранита она равна 0,155 кал, для известняка — 0,16 — 0,23 кал, для песчаника — 0,19 — 0,22 кал. Чтобы получить удельную теплоемкость, надо умножить эти цифры на плотность соответствующих пород. В среднем удельная теплоемкость горных пород составляет 0,4 — 0,5 кал/см³.

Перенос тепла

Перенос тепла осуществляется тремя основными процессами: кондуктивной теплопроводностью, т.е. передачей тепла непосредственно от частицы к частице; конвекцией, т.е. механическим перемещением нагретых частиц жидкости или газа (при конвекции тепло переносится только вверх); электромагнитным излучением (лучистый теплообмен).

Кондуктивная теплопроводность

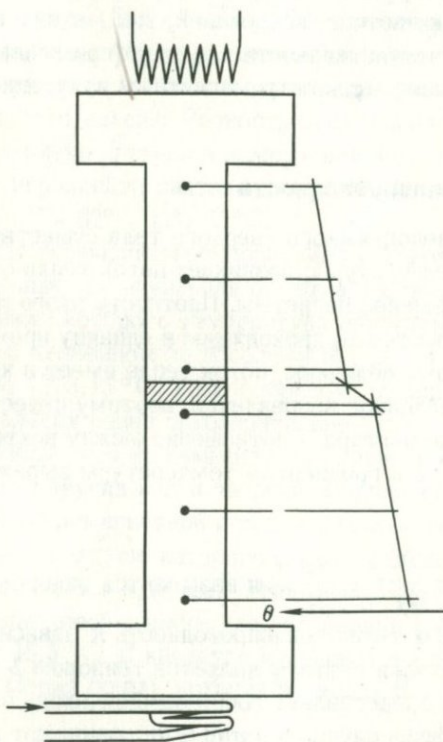
Если внутри неподвижного твердого тела существует некоторое распределение температуры, возникает поток тепла от более нагретых частей тела к менее нагретым. Плотность этого потока измеряется количеством тепла, проходящим в единицу времени через единицу площади. Кроме величины, поток тепла имеет в каждой точке тела строго определенное направление, поэтому целесообразно изображать его в виде вектора. Соотношение между вектором плотности теплового потока и градиентом температуры выражается формулой

$$\vec{q} = K \text{ grad} \Theta, \quad (1.1)$$

где $\text{grad} \Theta = \frac{\partial \Theta}{\partial x} \vec{i} + \frac{\partial \Theta}{\partial y} \vec{j} + \frac{\partial \Theta}{\partial z} \vec{k}$, и называется законом Фурье.

В анизотропных телах теплопроводность K зависит от направления теплового потока и поэтому является тензором 2-го порядка, а соотношение (1.1) представляет собой произведение вектора на тензор. Поэтому в общем случае q и $\text{grad} \Theta$ не совпадают по направлению. Зависимость теплопроводности от направления для ряда минералов весьма характерна: например, кондуктивная теплопроводность слюды параллельно спайности в пять раз больше, чем перпендикулярно ей, в сланцах подобные значения теплопроводности различаются в два раза.

С большой точностью, достигающей нескольких сотых долей единицы, измерение удельной теплопроводности возможно лишь в изотропной горной породе. Наиболее точным является метод разделяющего барьера. Суть его состоит в том, что испытываемый образец горной породы в форме таблетки вставляется в металлический кернодержатель, верхняя часть которого нагревается, а нижняя — охлаждается (фиг. 1). При установлении стационарного режима измеряется температура в нескольких точках кернодержателя и определяется температурный профиль. Опыт проводится дважды с образцами одной и той же породы разной толщины для того, чтобы уменьшить эффект перепада температуры на контактах. Для калибровки прибора служат



Фиг. 1. Метод измерения теплопроводности твердого тела, основанный на устройстве разделяющего барьера. Справа — линия температурного профиля.

образцы кварца, нарезанные поперек оптической оси и имеющие известные исходные значения удельной теплопроводности.

Удельная теплопроводность горных пород n характеризуется следующими значениями (в $n \cdot 10^{-3}$ кал/с \cdot см² при температурном градиенте в 1 °С/см): мел – 2,2, сланец – 2,0 – 4,0, гранит – 5,7, известняк – 5,0 – 7,0, мрамор – 7,5, доломит – 10,0, дунит – 12,0, кварцит – 13,0, каменная соль – 27,0. Приведенные значения довольно близки одно к другому и в целом значительно более низкие по сравнению с удельной теплопроводностью металлов (железа – 0,15, латуни – 0,93, серебра – 1,001 кал/с \cdot см²). Другие методы измерения удельной теплопроводности менее точные и применяются при переменном режиме теплового потока. Один из этих методов охарактеризован ниже.

Значения удельной теплопроводности, как и удельной теплоемкости, постоянны, поэтому при отсутствии данных для конкретной горной породы расчеты вполне эффективны на основе средних значений этих параметров и позволяют выявить течение основных процессов. Исходя из этого, в приводимых примерах, кроме особых случаев, принимают значения: $c = 0,5$, $K = 0,005$, откуда $\alpha = K/c = 0,01$. Величина α часто служит мерой тепловой проницаемости горных пород.

Уравнение теплопроводности

При отсутствии внешнего источника тепла легко рассчитать тепловой баланс элементарного объема горной породы, исходя из того, что увеличение температуры элементарного объема пропорционально количеству тепла, проходящего через его поверхность, т.е.

$$c \frac{\partial \Theta}{\partial t} = -\text{div } \vec{q}. \quad (1.2)$$

Для изотропных тел $\vec{q} = -K \text{ grad } \Theta$, откуда можно получить равенство

$$c \frac{\partial \Theta}{\partial t} = K \text{ div grad } \Theta = K \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} \right) = K \Delta \Theta. \quad (1.3)$$

Уравнение $c \frac{\partial \Theta}{\partial t} = K \Delta \Theta$ называется уравнением теплопроводности.

Тепло в горной породе накапливается за счет распада радиоактивных элементов, при этом нельзя исключать также влияния внешних источников тепла.

Решением уравнения теплопроводности (1.3) является функция $\Theta(x, y, z, t)$, переходящая при $t = 0$ внутри тела в некоторую заданную функцию от x, y, z (начальное условие), а на границе тела функции Θ и $\frac{\partial \Theta}{\partial t}$ (либо линейная комбинация обеих величин при $t > 0$) заданы как функции времени t (граничное условие).

Пример использования уравнения теплопроводности

Одним из примеров использования уравнения теплопроводности может служить измерение удельной теплопроводности твердого цилиндрического тела. По оси вращения вводится постоянный источник тепла. Тело изотропно, и начальную температуру его условно принимаем равной нулю.

Тепловой поток направлен радиально во все стороны от оси цилиндра, а температура поверхности зависит от радиуса r . Уравнение теплопроводности в цилиндрических координатах принимает вид

$$c \frac{\partial \Theta}{\partial t} = K \left(\frac{1}{r} \frac{\partial \Theta}{\partial r} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial r^2} \right) \quad (1.4)$$

и имеет решение

$$\Theta = \exp(-r^2/4\alpha t)/4\alpha t. \quad (1.5)$$

При $t = 0$ это решение принимает нулевое значение везде, кроме первоначального положения ($r = 0$), где оно бесконечно. Но поскольку интеграл этого выражения по всей поверхности теплового воздействия — величина постоянная

$$\int_0^{\infty} \Theta 2\pi r dr = \pi, \quad (1.6)$$

это решение можно рассматривать как некоторое количество тепла πc в начальный момент времени, сконцентрированное вдоль оси ($r = 0$), а затем распространяющееся к поверхности цилиндра. Если нагревание тела происходит со времени $-t$ до нуля, распределение температуры выражается уравнением

$$\Theta = (m/\pi c) \int_0^t \exp(-r^2/4\alpha t)/4\alpha t. \quad (1.7)$$

Уравнение (1.7) показывает изменение температуры в точке цилиндра на расстоянии r от оси. Если произвести смену

координат по формуле $y = r^2/4\alpha t$, то будем иметь

$$\Theta = (m/4\pi K) \int_y^{\infty} dy \exp(-y)/y \quad (1.8)$$

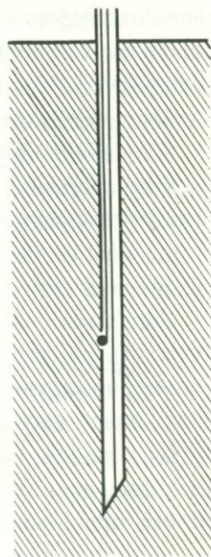
и выделим в этом интеграле классическую трансцендентную функцию, значения которой сведены в табл. 8. При больших значениях t эта функция близка к функции $\ln \gamma y$, где $\gamma = 1,781$.

После измерения температуры на расстоянии r от оси цилиндрического тела можно построить график зависимости Θ от $\ln t$. Кривая повышения температуры постепенно переходит в прямую, наклон которой выражается равенством

$$\frac{d\Theta}{d \ln t} = m/4\pi K \quad (1.9)$$

или, если подставить значение десятичного логарифма, величиной $0,188 \text{ м/К}$. Достаточно измерить Θ , чтобы получить значение K .

Измерение кондуктивной теплопроводности проводится главным образом в морских донных осадках (фиг. 2). При этом используют погружающийся зонд наподобие медицинского шприца. Вдоль оси зонда проходит электрический провод с сопротивлением, откалиброванным по



Фиг. 2. Метод измерения теплопроводности морских донных осадков с помощью зонда, на поверхности которого установлен термистор.

его известной удельной теплопроводности в t кал/см·с. Температура измеряется термистором, установленным в небольшом углублении поверхности зонда и соединенным последовательно с проводом. При погружении зонда в морской ил регистрируют напряжение постоянного электрического тока, пропускаемого через провод и термистор. Это позволяет измерить температуру осадков за несколько минут. Если увеличить длину зонда, то необходим провод большей толщины, и время измерения увеличивается как квадрат диаметра провода, поскольку сила тока снижается прямо пропорционально кубической степени величины температуры. Данный метод можно использовать для замеров температуры горных пород в горнопроходческих шпурах и скважинах малого диаметра.

Конвективный теплоперенос

Этот процесс следует понимать как перенос тепла свободно движущимися частицами жидкости или газа между двумя поверхностями с разной температурой. Движение обусловлено разностью плотностей холодного и нагретого флюида. Нагретый флюид стремится к восходящему движению и таким образом тепло транспортируется снизу вверх. Другими словами, свободная конвекция возможна только в том случае, когда нижняя часть флюида нагрета больше, чем верхняя. Флюид (или главным образом газ) охлаждается по мере его подъема, и если охлаждение происходит без теплообмена с окружающей средой, то в нем устанавливается строго закономерное распределение температуры. Такое распределение и соответственно температурный градиент называются адиабатическими.

В процессе передачи тепла в атмосфере конвекция играет наиболее существенную роль, причем здесь устанавливается адиабатический температурный градиент. Можно сказать, что атмосфера при нормальном ее насыщении водяным паром — это адиабатическая равновесная система.

Когда мы говорим о конвективном переносе тепла, необходимо учитывать то, что в стабильных системах наряду с восходящими потоками формируются и нисходящие. В дальнейшем мы будем рассматривать лишь одну форму конвекции, а именно циркуляцию воды в пористых породах. Сразу сделаем допущение о равенстве температур обеих фаз, т.е. теплообмен через поверхность пор происходит практически мгновенно. Но если вдоль линии водного потока существует

температурный градиент, конвекция превышает кондуктивную теплопроводность. Скорость переноса тепла в этом случае отличается от фактической скорости движения воды по извилистым траекториям в межзерновом пространстве горной породы и характеризуется вектором единичного расхода u , т.е. скоростью потока через единицу пересеканной поверхности в единицу времени. Количество переносимого тепла через единицу объема определяется как произведение единичного расхода, температурного градиента вдоль линии и теплоемкости воды (c_e), практически равной единице, т.е. $c_e \vec{u} \cdot \text{grad}\Theta$. Кроме того, если внутри данного элементарного объема предположить существование источника радиогенного тепла и его энергию обозначить как r , то полное уравнение теплопроводности будет выглядеть следующим образом:

$$c \frac{\partial \Theta}{\partial t} = K \Delta^2 \Theta + r - c_e \vec{u} \cdot \text{grad}\Theta. \quad (1.10)$$

Таким образом, если разница плотности и температуры воды в горных породах вызывает ее циркуляцию, теплопередача в них осуществляется в основном за счет конвекции. Однако в пределах температур от 0 до 4 °C конвекция невозможна.

Электромагнитное излучение

В вакууме теплопередача может осуществляться только в процессе излучения. Все тела имеют свойство как испускать электромагнитные колебания, способные транспортировать энергию, так и полностью или частично поглощать излучение других тел.

Излучение абсолютно черного тела, примером которого может служить видимый издала вход в пещеру, зависит только от температуры. Энергия, излучаемая с 1 см² в секунду, распространяется во всех направлениях и подчиняется закону Стефана

$$W = \sigma T^4, \quad (1.11)$$

где $\sigma = 5,673 \cdot 10^{-12}$ Вт/см², T – температура, К.

Если излучение имеет широкий спектр, энергия пропорциональна длине волны и описывается соотношением

$$dw = d\lambda K_\lambda T^5, \quad (1.12)$$

причем поток энергии K_λ (в эрг/с) равен

$$K_\lambda = C_1 / (\lambda T)^5 [\exp(C_2 / \lambda T) - 1], \quad (1.13)$$



где $C_1 = 1,2184 \cdot 10^5$ и $C_2 = 1,4385$. Максимального значения K_λ достигает при $\lambda T = 2897$ мкм · К.

Вся электромагнитная энергия, полученная абсолютно черным телом, поглощается полностью. Если тело не черное, то поглощается лишь часть энергии, а остальная отражается. Отношение поглощенной энергии к общей называется фактором цвета. В зависимости от длины волны излучения фактор цвета изменяется в широких пределах, не превышая, однако, единицы.

Показательно, что максимальный поток энергии K_λ Солнца при температуре около 6000 °С наблюдается в видимой части спектра излучения. При температуре околосолнечного пространства максимальный поток энергии характерен для инфракрасного излучения с длиной волны $\lambda = 10$ мкм. Наконец, в звездном пространстве радиоастрономическими методами установлен максимум потока энергии при $\lambda = 0,7$ мм, что соответствует температуре в 4 К.

Излучение, исходящее из какой-либо точки прозрачного тела, может пройти некоторое расстояние раньше, чем будет поглощено, и если существует градиент температуры, излучение, исходящее в двух направлениях, не компенсируется. Таким образом, существует перенос тепла посредством излучения. Эффект этого явления оценить очень трудно, поскольку он зависит от степени поглощения лучей на единицу их длины и от длины волны излучения. По-видимому, в некоторых силикатах при повышении температуры от 2000 до 3000 °С лучистый теплоперенос имеет не меньшее значение, чем кондуктивная теплопроводность. Для обычных же температур данный эффект незначителен.

В звездах с температурами, исчисляемыми в десятки и сотни миллионов градусов, преобладают процессы переноса энергии излучением. Можно считать, что звезды находятся в своего рода радиационном равновесии, которое, возможно, не препятствует рассеянию вещества путем конвекции.

Тепловое расширение

Следует сказать несколько слов об эффекте расширения тел с повышением их температуры. Кристаллы и анизотропные горные породы могут испытывать неодинаковое расширение в различных направлениях. Для кристалла кальцита характерно отрицательное тепловое расширение вдоль оптической оси.

Тепловой режим земной поверхности

Земля получает излучаемую Солнцем тепловую энергию, которая за пределами атмосферы равна $2 \text{ кал/мин} \cdot \text{см}^2$. Часть этой энергии отражается, а другая часть поглощается на различной глубине в атмосфере или в почве. В то же время Земля как днем, так и ночью излучает энергию в соответствии с законом, отличным от закона излучения абсолютно черного тела.

Можно сделать следующий приблизительный расчет. Абсолютно черное сферическое тело с постоянной температурой T , подвергающееся излучению Солнца на том же расстоянии, что и Земля, поглощает энергию, равную $(\pi r^2/30) \text{ кал/с}$ или $4,18/30 \pi r^2 \text{ Вт}$. Распределение энергии излучения по всей его поверхности дает значение $4\pi^2\sigma T^4$. Равенство обоих значений позволяет определить, что $T=280 \text{ К}$ или 7°C . Такова температура абсолютно черного тела в равновесии с излучением Солнца. Следовательно, для искусственных спутников Земли можно установить желаемую температуру путем выбора цвета их поверхности.

Небольшая разница между рассчитанной температурой и средней температурой поверхности Земли, по-видимому, не случайна. Однако вопрос, очевидно, много сложнее, так как температура неодинакова и непостоянна в любой точке земной поверхности, поскольку частичные излучения и поглощения происходят в атмосфере на различных уровнях (например, в облачном покрове). Наиболее длинноволновые ультрафиолетовые лучи поглощаются в верхних слоях атмосферы, имеющих повышенную температуру. Кроме того, излучение из каждой точки Земли изменяется из-за неравномерного вращения Земли вокруг своей оси. Наконец, некоторое рассеяние энергии происходит за счет непрерывного перемешивания атмосферы. Циркуляционные процессы, которые способствуют переносу тепла из теплых областей в холодные, выравнивают температуры и уменьшают их колебания. В целом атмосфера действует как тепловая машина, вырабатывающая механическую энергию в виде ветра, морских волн и речного стока.

Второе начало термодинамики, или принцип Карно

Принцип Карно основан на невозможности вечного движения. Доказательство этого положения заключается в том, что тепловая энергия или эквивалентная ей механическая энергия не могут быть

заимствованы из окружающей среды за счет снижения температуры, присущей данным условиям. Механическую энергию можно получить путем частичного преобразования тепла в такой машине, которая позволяет создать перепад температур. Верхний температурный предел определяет термодинамический эффект тепловой машины. Если она заимствует количество тепловой энергии Q_2 при температуре T_2 , отдает энергию Q_1 при T_1 и преобразует тепловую энергию в механическую, $Q_2 - Q_1$, то можно записать:

$$\frac{Q_2 - Q_1}{Q_2} < \frac{T_2 - T_1}{T_2}, \quad (1.14)$$

откуда

$$\frac{Q_1}{T_1} > \frac{Q_2}{T_2} \quad (1.15)$$

Часто указывают на изменение энтропии $S = Q/T$ и отмечают, что она, будучи отнесенной к холодному телу (Q_1/T_1), превышает энтропию, потерянную нагретым телом, поскольку энтропия системы может только увеличиваться. Она осталась бы постоянной для реверсивной (обратимой) системы, близкой к равновесной и, следовательно, могла бы действовать в том и другом направлениях, что не осуществимо: ведь реверсивными по отношению к тепловой машине тогда были бы тепловой насос или холодильная машина, которые поглощают тепло из тел с меньшей, чем они сами, температурой и передают его телам с более высокой температурой за счет потребления механической энергии. Но в этом случае, если производительность реверсивной машины ниже термодинамической, неравенство (1.15) будет иметь вид

$$\frac{Q_1}{T_1} < \frac{Q_2}{T_2} \quad (1.16)$$

и означать, что поглощенная механическая энергия ($Q_2 - Q_1$) будет больше, чем ее идеальная величина.

Короткопериодные и вековые изменения температуры

Не касаясь температурных изменений атмосферы и мирового океана, мы лишь рассмотрим температуру на поверхности почвы, которая изменяется в пространстве и времени, причем в последнем слу-

чае существенную роль играют суточные и сезонные колебания. Эти колебания не синусоидальные, но известно, что соответствующая периодическая зависимость, хотя и не совсем точно относящаяся к данному случаю, может быть представлена серией решений уравнения Фурье, т.е. суммой синусоидальных значений для полного периода, его половины, третьей части и т.д.

Колебания с более длинными периодами, чем годовой, доказаны как палеоклиматологическими исследованиями, так и очевидным существованием оледенений в древние эпохи. Для их объяснения были привлечены данные об изменениях излучения, получаемого от Солнца. Однако наиболее известный 11-летний цикл активности солнечных пятен существенно не влияет на колебания теплового излучения.

Данные небесной механики свидетельствуют об изменениях оси вращения и элементов орбиты движения Земли, что, по Миланковичу, может вызвать отклонение средней годовой температуры земной поверхности до $0,5 - 1,0$ °С для разных широт.

Нестабильность температурного режима обусловлена также случайными изменениями климата, наблюдающимися из года в год на разных территориях, причем на климат последующего года влияет климат предшествующего времени. Это приводит к многолетним отклонениям климатических данных от их средних значений.

Нестабильность климата Земли можно объяснить на примере нарушения равновесия между солнечным излучением и изменением отражающей способности земной поверхности, покрытой снегом и льдом, которые отражают значительную часть видимого излучения Солнца. По отношению к инфракрасному излучению с длиной волны 10 мкм, соответствующему 0 °С, лед и снег ведут себя как абсолютно черные тела. Таким образом, если ледяная поверхность на Земле увеличивается, то относительное количество поглощаемой солнечной энергии видимого спектра в целом сокращается по сравнению с отражаемой энергией. Тогда средняя температура земной поверхности понижается, что в свою очередь приводит к новому расширению ледяной поверхности и т.д. Проявление этого эффекта в целом довольно сложно, и пока еще никакой анализ не позволяет предсказать ни скорость изменения средней температуры земной поверхности, ни площадь ожидаемого ледяного покрова.

Можно упомянуть и о других причинах нестабильности климата. Например, аккумуляция льда приводит к повышению его поверхности до уровней низких температур, а также к большому перекрытию тем-

ной земной поверхности (Гренландия с высотами до 3000 м, Баффинова Земля и другие архипелаги к северу от Канады). Во внутренних частях таких островных территорий устанавливаются антициклоны с понижениями местных температур. Детали изменения климата сложны и недостаточно изучены, и надо указать только на то, что средняя годовая температура не является постоянной величиной. Она достаточно четко выражает изменения климата лишь в течение длительного времени, причем на эти изменения накладываются второстепенные явления антропологического характера: увеличение температуры на несколько градусов зимой в городах, охлаждение рек, образование туманов из-за дыма, нарушающее излучения, и т.д.

В современную геологическую эпоху эти колебания проявились в виде ледниковых периодов. Обширные ледники последнего, вюрмского, времени, которые покрывали Скандинавию и часть северной Европы, а также Альпы, исчезли лишь около 10 тыс. лет назад. Нарушения температуры земной поверхности могли резко проявиться в перегляциальной зоне, чем в местах, защищенных ледниками. Четвертичные оледенения продолжались 1 – 2 млн. лет. Можно уверенно сказать, что ранее не было столь значительных оледенений. Однако следы их известны для некоторых других геологических периодов: верхнего кембрия, ордовика (Сахара), пермо-карбона (Южная Америка, Южная Африка, Австралия).

Температура почвы

Выше были рассмотрены общие данные о температурах земной поверхности, которые обусловлены атмосферными явлениями и солнечной радиацией и отклоняются в течение коротких периодов от средних и в свою очередь изменяющихся значений. Измерение температуры в почве даже на глубине в несколько сантиметров и на малой площади показывает, что она сильно зависит от местных условий. Обнаженная почва нагревается на солнце быстрее, чем защищенная растительностью, в том числе и травяной. Транспирация грунтовых вод приводит к охлаждению, которое в зависимости от вида растений по-разному влияет на почву.

Весьма различны условия выпадания на грунт росы или инея. Эти явления затрудняют измерение и анализ температур на глубине в несколько сантиметров.

Распространение периодических колебаний температуры в грунтах

В однородном грунте с ровной горизонтальной поверхностью температура зависит только от глубины и обуславливает развитие тепловых потоков. Последние определяются с помощью уравнения теплопроводности вдоль вертикальной оси

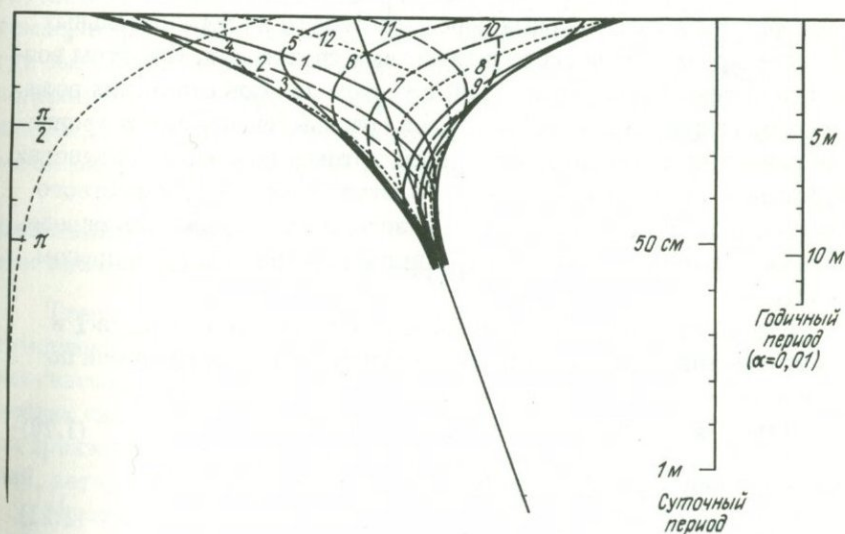
$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2}, \quad (1.17)$$

граничным условием которого служат известные значения температуры при $z = 0$. Если эта температура в начальное время представлена суммой значений за конкретный период, можно допустить, что она будет представлять собой такую же сумму значений на глубине через определенный промежуток времени. Таким образом, уравнение (1.17) позволяет определить температуру по формуле

$$\Theta = A \exp(-z\sqrt{\omega/2\alpha}) \sin(\omega t - z\sqrt{\omega/2\alpha}). \quad (1.18)$$

Температура будет той же и при

$$\exp(+z\sqrt{\omega/2\alpha}) \sin(\omega t + z\sqrt{\omega/2\alpha}), \quad (1.19)$$



Фиг. 3. Периодическое изменение температуры в однородном грунте.

но по формулам (1.18) и (1.19) нельзя определить температуры, неравномерно изменяющиеся с глубиной.

Очевидно, синусоидальные колебания температуры распространяются на глубину с постепенным затуханием. При значении $\alpha = 0,01$, среднем для горных пород, найдено, что амплитуда колебаний уменьшается в соответствии с $\exp(-\pi) = 1/23$ на глубине $\sqrt{\alpha \pi t}$, где t — время в секундах. За время в одни сутки глубина затухания колебаний температуры равна 52 см, а за год — в $\sqrt{365}$ больше, т.е. 10 м. На этой глубине затухающая температурная волна отстает по фазе на π от колебания температуры на поверхности, поэтому глубже распространение температурной волны замедляется на полупериод. При вдвое большей глубине амплитуда колебаний уменьшится на $(1/23)^2$ или $1/529$, что весьма незначительно (фиг. 3).

Данные положения достаточно подтверждены экспериментальными наблюдениями. Можно добавить, что колебания поверхностных температур, не отвечающие синусоидальным кривым, на последующих глубинах стремятся сохраниться, в то время как сами синусоидальные кривые затухают с глубиной очень быстро.

Температура пластов горных пород

Не трудно рассчитать распространение периодических колебаний температуры в толще горных пород, состоящей из горизонтальных пластов с различными теплофизическими свойствами. При этом возможно решение по формуле (1.19) с учетом законов отражения волн вверх от границ пластов. Для каждой границы записывается уравнение равенства температур и тепловых потоков в граничащих пластах. Уравнение, отнесенное к фазе и амплитуде температур известного синусоидального периода в одном пласте, дает возможность определить методом приближений фазу и амплитуду температур в другом пласте.

Переход температурной волны через плоскость из пласта 1 в пласт 2 выражается инверсией ее амплитуды, рассчитываемой по смене знака "плюс" в формуле

$$\frac{1}{2}(1 + \sqrt{K_1 c_1 / K_2 c_2}) \quad (1.20)$$

на знак "минус" в той же формуле

$$\frac{1}{2}(1 - \sqrt{K_1 c_1 / K_2 c_2}). \quad (1.21)$$

При расчете температуры удобно исходить из одной ее фазы и произвольной амплитуды в пласте на неопределенно большой глубине. Отсюда рассчитывают переход температурной волны из пласта в пласт до поверхности, где фиксируются известные значения фазы и амплитуды. Общее решение в целом совпадает с таковым для гомогенной среды.

Распространение на глубину вековых колебаний температуры, детально еще не изученных, может быть в принципе рассчитано по уравнению теплопроводности Фурье. Глубина, на которой амплитуда уменьшается на какую-то определенную величину, прямо пропорциональна корню квадратному из периода колебаний. Если взять глубину

$$l = \sqrt{2\alpha/\omega} \quad (1.22)$$

порядка $3 \text{ м} \times \sqrt{\text{период в годах}}$, для которого амплитуда уменьшается в отношении $e = 2,7$, то температурный градиент, максимальный у поверхности, с глубиной уменьшается прямо пропорционально значению амплитуды, деленному на $0,7 l$.

Например, для периода в 100 тыс. лет $l = 1000 \text{ м}$. Если амплитуда колебания температуры равна 10°C , максимум градиента у поверхности равен $0,007^\circ\text{C/м}$, а на глубине 1000 м — $0,003^\circ\text{C/м}$ при амплитуде $3,7^\circ\text{C}$. Ошибка в измерении геотермического градиента до глубины 1000 м допускается в пределах 10%. При этом изменения температуры с глубиной могут резко отклоняться от средних или могут быть нерегулярными в связи с короткопериодными колебаниями поверхностных температур. Эффект проявления их с глубиной уменьшается, что побуждает наряду с другими причинами изучать геотермические условия на больших глубинах.

Деформация горных пород как причина изменения их температуры

Твердые тела расширяются или сжимаются в соответствии с изменениями температуры. При распределении температуры, вызванном внешними факторами, совокупность геометрических и механических свойств различных частей тела на позволяет им расширяться произвольно. Это обуславливает развитие механических напряжений, которые могут представить интерес для расчета.

Механические напряжения внутри тел равновесны нулевым внешним силам и соответствуют упругим деформациям, выраженным классическими уравнениями. В конкретных геотермических условиях

сумма температурных и упругих деформаций пластов проявляется в виде их фактического нарушения: сжатия, сдвига и т.п. Эти деформации можно рассчитать на основе данных о распределении температур и математической теории упругости. Однако для реальных условий расчеты не всегда пригодны. При сжатии тела выделяется тепло, и, если выделение происходит быстро, оно вызывает дополнительное повышение температуры. Поэтому в случае быстрой деформации горных пород, например при распространении звуковых и тем более сверхзвуковых волн, необходимо сопоставить уравнения механических и тепловых деформаций. Но для геотермии достаточно принять в расчет лишь медленные изменения температуры, в связи с чем их распределение изучается независимо от вызванных ими механических напряжений.

Данная проблема может быть сформулирована следующим образом. Представим абсолютно черное тело, например спутник Земли, в равновесии с излучением Солнца, т.е. при температуре 280 К. Если предположить, что спутник изолирован от этого излучения посредством затемнения, то возникают вопросы: как изменится поверхностная температура спутника и какие механические напряжения она вызовет? При средних значениях для горных пород ($c = 0,5$, $K = 0,005$ и, следовательно, $\alpha = 0,01$) тепловой поток экранированного спутника будет постоянным и равным $1/30$ кал/с·см².

Если подставить температуру поверхности спутника $T(K) = 280$ в уравнение

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2}, \quad (1.23)$$

то при $t = 0$ и $\Theta = 0$ тепловой поток при $x = 0$ составит

$$K \frac{\partial \Theta}{\partial x} = 1/30. \quad (1.24)$$

Для гомогенной среды решение уравнения (1.23) найдем по формуле

$$\Theta = A\sqrt{\alpha t} \varphi(z), \quad (1.25)$$

где

$$z = x/\sqrt{\alpha t}. \quad (1.26)$$

Тогда уравнение принимает вид

$$2\varphi'' + z\varphi' - \varphi = 0. \quad (1.27)$$

Подставив значение $\varphi = fz$, получим

$$f''/f' = -(4 + z^2)/2z, \quad (1.28)$$

откуда

$$\ln f' = -\ln z^2 - z^2 \quad (1.29)$$

и

$$f = \exp(-z^2)/z - \pi[1 - \operatorname{erf}(z)]. \quad (1.30)$$

Значение функции

$$\operatorname{erf}(z) = (2/\sqrt{\pi}) \int_0^z \exp(-z^2) dz, \quad (1.31)$$

часто используемой ниже, представлено в приложении (см. табл. 8), так же как и значение

$$\varphi = f \times z = \exp(-z^2) - z\sqrt{\pi}[1 - \operatorname{erf}(z)]. \quad (1.32)$$

Тогда имеем

$$\varphi' = -\sqrt{\pi}[1 - \operatorname{erf}(z)], \quad (1.33)$$

откуда при

$$x = 0 \text{ и } \frac{\partial \Theta}{\partial x} = -A\sqrt{\pi} \quad (1.34)$$

получим $A = 3,78$. Температура поверхности спутника по формуле

$$\Theta = 3,78\sqrt{\alpha t} \quad (1.35)$$

будет равна $3,78^\circ\text{C}$ через 100 с, $37,8^\circ\text{C}$ через 2 ч 46 мин и т.д.

Расчет механических напряжений ведется при нулевом давлении на поверхности спутника. Напряжение возникает в плоскости, параллельной его поверхности, и выражается в упругом растяжении, равном отрицательному значению теплового расширения при условии свободного развития последнего.

Если взять средний коэффициент теплового расширения кварца $\delta = 0,13 \cdot 10^{-4}$ и коэффициент упругости $\lambda = \mu = 25 \cdot 10^{10}$ дин/см², то можно написать тройное уравнение упругости

$$\sigma_{ii} = \lambda(\epsilon_{11} + \epsilon_{22} + \epsilon_{33}) + 2\mu\epsilon_{ii}. \quad (1.36)$$

Подставляя значения $\sigma_{11} = 0$, $\sigma_{22} = \sigma_{33}$ и $\epsilon_{22} = \epsilon_{33} = -\delta\Theta$ и решая уравнение (1.36) при

$$\sigma_{22} = \sigma_{33} = (4 - 2/3)\lambda\delta\Theta, \quad (1.37)$$

получим напряжение в 11,44 бар через 100 с, 114,4 бар через 2 ч 46 мин и т.д. Отсюда можно узнать, вызовут ли эти напряжения, которые многократно повторяются, разрушение приповерхностной массы спутника.

ТЕПЛОВОЙ ПОТОК ЗЕМЛИ

Все соображения предыдущей главы применимы к Земле в том случае, если ее внутренние области термически инертны. На самом же деле существует незначительное воздействие внутреннего теплового режима на температуру земной поверхности. Это можно легко показать, рассматривая схематическую модель абсолютно черного сферического тела с найденной нами температурой 280 К, находящегося в равновесии с солнечным излучением. Если наложить на эту температуру влияние внутриземного теплового потока, равного в среднем $1,2 \text{ мккал/с} \cdot \text{см}^2$, то закон Стефана показывает, что

$$\Delta W/W = 4\Delta T/T, \quad (2.1)$$

т.е. приращение выделяемого тепла в $1,2 \cdot 10^{-6}/(1/120) = 0,000144 \text{ мккал/с} \cdot \text{см}^2$ соответствует относительному приращению температуры поверхности в $1/4 \cdot 0,000144$. Отсюда

$$\Delta T = 280^\circ \times \frac{1}{4} \times 0,000144 = 0,01^\circ \text{C}.$$

Грубое сравнение Земли при ее сложном внешнем термическом режиме с моделью абсолютно черного тела показывает, что тепловая активность внутренних областей обеспечивает повышение температуры поверхности в пределах до нескольких сотых долей градуса, за исключением отдельных пунктов в районах действующих вулканов и термальных источников. В связи с этим напрашивается существенный вывод, что процессы теплообмена земных недр с поверхностью в местах разгрузки глубинных подвижных флюидов значительно более интенсивные, чем внутри земного шара.

Измерение теплового потока

С давних пор установлено постепенное повышение температуры с глубиной (начиная с глубины постепенных годовых теплооборотов), составляющее 1°C на 30--40 м и не совсем верно называемое гео-

термической ступенью. Данное явление наблюдалось в шахтах с XVIII в., о чем упоминал Бойль в 1671 г., затем Жансен в 1740 г., хотя замеры температуры были тогда затруднены. В 1852 г. этим явлением заинтересовался Араго, но только в 1868 г. по инициативе Кельвина (тогда У. Томсона) комитетом Британской научной ассоциации были собраны и систематизированы наблюдения за геотермическим градиентом и измерена теплопроводность горных пород. Хотя эти два вида измерений не относились к одним и тем же пунктам, было получено среднее значение кондуктивного теплового потока к земной поверхности, равное $1,3 \text{ мккал/с см}^2$ и подтвержденное в своей основе впоследствии.

В 1935 г. ученые вновь созданного комитета Британской научной ассоциации Бенфилд и Буллард повторили исследования. Одновременно с измерением температур в скважинах отбирались образцы пород для определения их теплопроводности. С этого времени данные измерений интерпретировались на графиках зависимости температуры (абсцисса) от теплопроводности (ордината) в виде интегральных прямых линий dz/K . Полученные результаты показали, что тепловой поток в целом по разрезу скважины постоянный, тогда как геотермический градиент в отдельных пересекаемых ею пластах варьирует в значительных пределах.

Было установлено, что для глубины первой тысячи метров, где проведено большинство измерений, поправка на влияние охлаждения недр с поверхности в течение ледниковых периодов составляет около 10%, но она неприменима для расчетов в связи с недостаточно детальной изученностью термической истории земной поверхности. Это предопределяет возможные неточности данных о тепловых потоках.

В 1949 г. Буллардом были получены первые данные о тепловых потоках Земли в океанических областях. Вопреки ожиданиям они оказались не более слабыми, чем на континентах, а почти такими же, и это заставило полностью пересмотреть созданные к тому времени модели взаимоотношений океанов с континентами. Исходя из предпосылок, что температура океанического дна в общем постоянна и близка к нулю, измерения температуры донных осадков производят с помощью погружаемого в них минимум на полчаса 2–3-метрового зонда, снабженного в трех точках электротермисторами и в верхней части – регистрирующим устройством. Для калибровки прибора измеряют температуру морской воды, что позволяет учесть температурную ошибку, возникающую за счет тепла, которое выделяется

при трении погружаемого зонда. При отборе образца осадка определяют его удельную теплопроводность методом игольчатого зонда с учетом водонасыщенности по эмпирической формуле.

Прибор Булларда был улучшен Юингом путем установки регистрирующего блока на скользящие планки, что позволяет быстрее учесть степень отклонения измеряемой температуры от истинной. Надо еще добавить, что при измерении зонд должен погружаться вертикально (что трудно проверить), ибо наклонное положение зонда приводит к ошибкам.

Многочисленные температурные измерения дна океана, проведенные с точностью до 10%, показали такое же значение теплового потока, что и для континентов ($1,2 \text{ мккал/с} \cdot \text{см}^2$), хотя и с заметными региональными вариациями (см. стр. 161). Между тем измерения на континентах отставали от подобных измерений в океанических областях и лишь с 1963 г. были ускорены во многих странах, включая Францию, по рекомендации Международного союза геодезии и геофизики. Для этой цели стали использовать буровые скважины различного назначения, из которых получены образцы керна. Однако скважины нарушают естественный тепловой режим недр. При их бурении горные породы нагреваются, а циркуляция глинистого раствора полностью изменяет их температурный профиль. Это явление используют при термокаротаже скважин для установления интервалов водопроницаемых пород по данным восстановления первичного температурного профиля, для определения в затрубном пространстве высоты поднятия цемента в связи с выделением тепла при его затвердевании и т.п.

Чтобы получить температурный профиль горных пород, скважину надо выдержать в покое достаточно долгое время, которое приблизительно равно продолжительности бурения. Если это невозможно, рекомендуется провести повторное измерение температуры через несколько дней и учесть методом экстраполяции тенденцию ее изменения.

Первые измерения температур в скважинах проводили с помощью максимальных термометров, причем для индикации температуры предпочитали не градуированные трубки, а емкости, в которые излишек ртути, соответствующий максимальной температуре, сливался через боковую щель. Для предохранения от высоких давлений термометры помещают в гильзы.

В настоящее время предпочитают электрические термометры сопротивления или термисторные датчики, работающие в широких диапазонах температур, но требующие специальной калибровки. Эффективный способ измерения температуры состоит в радиосвязи с термистором, опускаемым в скважину отдельно или вместе с колонной бурильных труб при условии обеспечения его защиты от влияния пластового давления. Этот способ позволяет избавиться от калибровки кабеля и дает возможность измерить температуру с точностью до $0,01^{\circ}\text{C}$, хотя последняя и представляется иллюзорной, когда речь идет об измерении температуры глинистого раствора.

В Новой Зеландии при измерении очень высоких температур в геотермальных скважинах вместо электронной техники, выходящей из строя, используют биметаллический термометр типа морского батиметрического термографа. Регистрация температуры осуществляется механически на покрытом сажей стеклянном цилиндре, при опускании прибора в скважину с помощью троса. Этот термометр требует калибровки с учетом пластового давления.

Наибольшие ошибки температурных измерений в скважинах связаны с влиянием пересекаемых водоносных горизонтов, особенно в случаях их взаимосвязи по стволу или затрубному пространству данной скважины. Чтобы убедиться в очевидности таких ошибок, надо либо промерить температуру в скважине глубже этих горизонтов, либо провести несколько повторных измерений. Если циркуляция воды в скважине очевидна, то всякие расчеты истинных температур сомнительны. Наилучшие результаты замеров температур относятся к однородным непроницаемым породам, слагающим консолидированные основания геологических структур. Однако скважины чаще вскрывают лишь осадочные толщи, которые в соответствующих районах наручены другими горными выработками. Замеры температур и расчеты тепловых потоков требуют много времени, средств и усилий, и некоторые исследователи отвергают полученные довольно сомнительные результаты [25, 26].

По многим обширным областям земного шара достаточные температурные данные еще отсутствуют, поэтому можно считать иллюзорным желание отыскать основные черты, характеризующие общий тепловой поток Земли. Известно лишь, что его значение для древних складчатых зон составляет около $1 \text{ мккал/с} \cdot \text{см}^2$ и несколько выше — для современных тектонически активных зон. Для Мирового океана характерны значительно более высокие значения тепловых потоков

(до 8–10 мккал/с · см²) вдоль рифтовых зон и близких к ним срединно-океанических хребтов. В вулканических островных дугах Тихого океана тепловой поток имеет низкие значения (до 1 мккал/с · см² на внешних сторонах и порядка 2 мккал/с · см² на внутренних), что необходимо учитывать при моделировании океанических структур.

Не удивительно, что зоны действующих вулканов или связанных с ними термальных источников характеризуются повышенными тепловыми потоками. Однако надо иметь в виду незначительное влияние этих зон на глобальный тепловой поток. Мощность конвективного теплового потока, измеренного на поверхности лавового озера в кратере вулкана Нирагонго, составляет 1 млн. кВт и равна кондуктивному потоку в 1,2 мккал/с · см² с поверхности круга диаметром лишь в 160 км, или 1/25 000 части поверхности Земли. Подобная постоянная активность характерна для одного или двух вулканов. Большинство же известных действующих вулканов (числом более 500) имеет лишь эпизодическую и гораздо меньшую активность. Тепловая энергия, выделяемая, например, вулканами Японии, составляет в среднем $7,3 \cdot 10^{24}$ эрг/год или $2,3 \cdot 10^6$ кВт и только вдвое превышает энергию вулкана Нирагонго. Названная цифра соответствует десятой доле теплового потока с площади всей Японии, и примерно такое же количество тепла выделяют термальные источники и прогретые земли [28]. Аналогично можно рассмотреть и другие вулканические области.

Таким образом, наибольшая часть тепла земных недр соответствует нормальному тепловому потоку. Привнос дополнительного тепла в вулканических зонах незначительный и составляет тысячные или десятитысячные доли суммарного тепла Земли. Более точное его определение затруднено. Что касается формирования мощных трапповых формаций, образующих базальтовые плато площадью до миллиона квадратных километров (Декан, Восточная Сибирь, Южная Америка, Эфиопия и т.д.), то сейчас невозможна достоверная оценка их теплового эффекта. Можно лишь отметить, что остывание 1 млн. км³ базальта с температурой 1000 °С обеспечивает выделение тепла в количестве около $0,5 \cdot 10^{24}$ кал и соответствует нормальному тепловому потоку всей Земли на протяжении 2600 лет. Как можно видеть, даже и при значительном увеличении времени теплового воздействия излившихся базальтов типа сибирских траппов вывод о преобладающей роли нормального теплового потока Земли остается в силе.

Суммарная мощность нормального теплового потока Земли, равная $2,55 \cdot 10^{10}$ кВт, значительно меньше мощности получаемого от Солнца теплового излучения ($1,7 \cdot 10^{14}$ кВт), хотя большая часть последнего немедленно отражается или возвращается Землей в виде собственного излучения. Однако, как показано ниже (см. гл. 8), в целом тепловой поток Земли отличается настолько большой мощностью, что он превышает другие проявления внутренней энергии, выражающиеся в тектонических деформациях и сейсмической активности. Что касается энергии приливов и отливов, возникающей за счет кинетической энергии вращения Земли и Луны, то она, хотя и характеризуется достаточно заметной мощностью — около $3 \cdot 10^9$ кВт, составляет лишь десятую долю суммарного теплового потока земных недр.

Влияние геологических структур на распределение теплового потока

Если принять во внимание, исходя из указанной выше методики измерения теплового потока, равномерное его распределение, характерное для однородных пород, то наблюдающиеся местные отклонения значения этого параметра наталкивают на мысль о наличии структурных неоднородностей горных пород с глубиной. В одних и тех же горных породах двух тектонических блоков, разделенных вертикальной плоскостью сброса, кроме нормального теплового потока в породах, развит локальный поток вдоль зоны нарушения, и суммарное значение теплопереноса определяется единым глубинным потоком. В горизонтальных слоях пород с различной теплопроводностью при одном и том же тепловом потоке градиенты температур будут различными. Наличие неоднородностей пород в горизонтальном и вертикальном направлениях вызывает неоднородности как геотермического градиента, так и теплового потока. Эти неоднородности могут быть изучены с помощью моделирования методом наложенного электрического поля, поскольку распределение температур аналогично распределению электрических потенциалов.

В случае несогласного налегания толщи однородных пород на сложную по тектоническим (структурным) условиям толщу (например, с вертикальными сбросами) в верхних слоях могут проявиться неоднородности теплового потока, присущего нижележащим породам. Для теоретического подтверждения этого явления необходимы достаточно точные методы определения геотермических градиентов по разным

направлениям. Так, аномальные повышения теплового потока обнаружены в скважинах, пробуренных в бухте Резолют на севере Канадского архипелага, хотя точные измерения температур нарушались в связи с обмерзанием кабелей и возможной циркуляцией подземной воды. Температура грунта на берегу бухты в среднем около -20°C , тогда как на глубине как под сушей, так и под морским дном она близка к 0°C . В этом случае тепловой поток заметно отклоняется от вертикального направления.

Схему такого перераспределения тепла можно понять, если участки с разной температурой поверхности отделены один от другого прямыми линиями, поскольку сведения о тепловых потоках у поверхности позволяют интерпретировать распределение температур на глубинах.

Поскольку уравнение теплопроводности линейное, легко суммировать его решения в разных пунктах изучаемой местности. При температуре почвы ($z = 0$), равной $+\Delta/2$ для $x > 0$ и $-\Delta/2$ для $x < 0$, тепловой поток развивается в горизонтальном направлении на большом расстоянии. Тогда очевидно, что для изотерм в разрезе, образующих при $x = 0$ угол A с осью z , отношение

$$\Theta_1/\Delta = A\pi. \quad (2.2)$$

Единичный тепловой поток, перпендикулярный к изотермам, имеет величину

$$K\Delta/\pi r, \quad (2.3)$$

где r — расстояние, отложенное по оси r при $x = 0$. При нулевой температуре поверхности ($\Theta_2 = 0$) величина равномерного теплового потока F будет соответствовать изотерме

$$z = K\Theta_2/F. \quad (2.4)$$

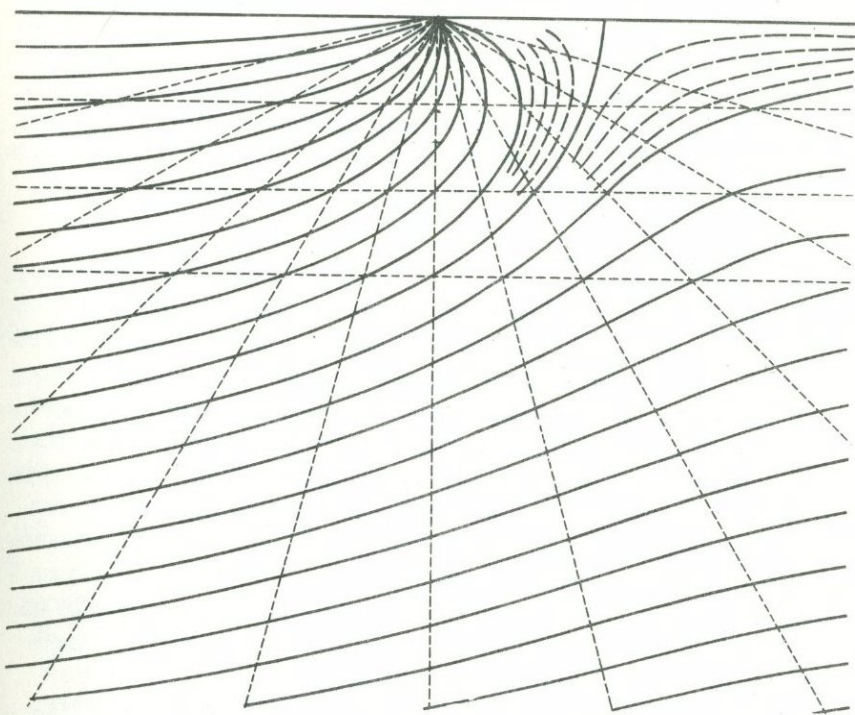
Суммарная температура

$$\Theta = \Theta_1 + \Theta_2 = \Delta A/\pi + Fr/K \quad (2.5)$$

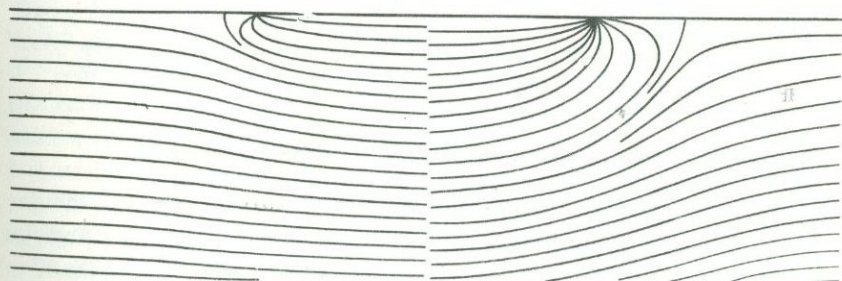
отвечает ее распределению, показанному изотермами на фиг. 4, на которой можно видеть, что в пределах значений расстояния

$$l = \Delta K/F\pi \quad (2.6)$$

морская вода передает тепло в глубину, тепловой поток направлен вниз и соответствует величине $F(1 - l/x)$. Для участка суши поток, равный $F(1 + l/x)$, направлен вверх и может достигать больших значений.



Ф и г. 4. Схема распределения температуры под морским побережьем прямолинейного очертания.



Ф и г. 5. Схема распределения температуры под озером в двух различных случаях.

В соответствии с приведенным решением тепловой поток целесообразно измерить в полосе, прилегающей к озеру, с различной температурой воды у поверхности и на глубине. В глубоких озерах Франции

температура воды у дна равна 4°C , а на поверхности летом — около 11°C . Распределение температур будет различным в подозерном и береговом участках, причем в случае отсутствия глубинного потока изотермы могут представить собой кругообразные линии, обрамляющие озеро. При наличии глубинного теплового потока изотермы принимают вид, изображенный на фиг. 5.

Температура в туннелях

Вопрос о первичной температуре горных пород, вскрываемых туннелями, практически важен даже в районах с геотермическим градиентом 1°C на 100 м. Впрочем, при одном и том же градиенте тепловой поток может варьировать, поскольку он зависит еще от форм горного рельефа, степени тепловой анизотропности пород и т.п. Например, резкое повышение температуры в Симплонском туннеле обусловлено горизонтально направленной сланцеватостью гнейсов, тогда как в Сен-Готардском туннеле температура сильно не повышалась из-за вертикальной сланцеватости пород. Поэтому ожидаемую температуру на глубине определяют, исходя из начальной температуры на вершине горы, близкой к нулю, среднего для данной местности геотермического градиента и с учетом условий залегания пород. Возможно использование метода моделирования на основе электротермических аналогий. Модель представляет собой резервуар, заполненный токопроводящей жидкостью и имеющий форму исследуемого горного массива с линией трассируемого туннеля. Исходные и конечные электрические потенциалы, соответствующие данным о тепловом потоке, в случае местных преобразований могут быть учтены для конкретных условий строительства туннеля.

Тепловой эффект процессов эрозии и седиментации

Другими причинами нарушений теплового потока при постоянстве поверхностной температуры являются эрозия почв и грунтов или, напротив, накопление осадочных пород. При изучении теплового эффекта этих процессов иногда используют скользящие координаты со скоростью u . Соответственно значение $\frac{\partial \Theta}{\partial t}$ меняется на $\left(\frac{\partial \Theta}{\partial t} - u \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right)$, где $u \frac{\partial \Theta}{\partial x}$ составляет кажущееся приращение температуры пород на глубине и отвечает лишь условиям их нагревания или охлаждения. Тог

да уравнение теплопроводности принимает вид

$$c \left(\frac{\partial \Theta}{\partial t} - u \frac{\partial \Theta}{\partial x} \right) = K \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} \quad (2.7)$$

или

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + u \frac{\partial \Theta}{\partial x}, \quad (2.8)$$

причем u на направленной вниз оси будет положительным для эрозионного процесса и отрицательным — для осадконакопления.

Уравнение (2.8) позволяет непосредственно решить вопрос о температуре на большой глубине, которая предполагается постоянной, с помощью данных о наблюдаемом приповерхностном градиенте, формирующемся в условиях непрерывной эрозии с постоянной скоростью. Если наше решение записать в скользящих координатах, то получим

$$\Theta = A[1 - \exp(-ux/\alpha)] \quad (2.9)$$

и

$$\left(\frac{\partial \Theta}{\partial x} \right)_0 = Au/\alpha. \quad (2.10)$$

Если скорость эрозии принять равной 1 мм в год с $\alpha = 0,01$, то можно найти, что приповерхностный градиент в $1^\circ\text{C}/30$ м будет соответствовать наличию на глубине температуры 950°C . Однако для процесса постоянного осадконакопления подобное решение неприемлемо. Это связано с тем, что на большой глубине температура не одинакова и что эрозия не могла развиваться непрерывно в прошлом. (Решение вопроса будет затруднено и тем, что эрозия была не одинаковой в течение 50–100 млн. лет). Отсюда напрашивается предположение, что на геотермический режим влияет лишь длительная интенсивная эрозия. Соответственно нарушенный геотермический режим можно представить в только относительно небольшом интервале глубины, ибо изменения температуры во всей толще пород будут сглаживаться общим тепловым потоком.

Реальный способ для решения данного вопроса заключается в том, чтобы при определенном постоянном термическом режиме вывести величину глубинного теплового потока в случае как эрозии, так и осадконакопления, происходящих с заданной скоростью в течение определенного времени, и найти нарушение температурного профиля, обусловленное этими процессами.

Здесь нет простого аналитического решения, кроме одного: принять значение процесса эрозии, прогрессирующего как корень квадратный из значения времени $x_0 = p\sqrt{t}$ (в случае седиментации величина p будет отрицательной). Данное решение имеет вид

$$\Theta = mx - A\sqrt{t}\varphi(x/\sqrt{4\alpha t}), \quad (2.11)$$

причем значение табличной функции

$$\varphi(z) = \exp(-z^2) - z\sqrt{\pi}\operatorname{erfc}(z) \quad (2.12)$$

(см. табл. 8) вытекает из уравнения теплопроводности в постоянных координатах при условии $\Theta = 0$ для

$$x = p\sqrt{t}, \quad (2.13)$$

если

$$A = mp/\varphi(z_0) \quad (2.14)$$

и

$$z_0 = p/\sqrt{4\alpha}. \quad (2.15)$$

Отсюда получим величину геотермического градиента

$$\frac{\partial\Theta}{\partial x} = m[1 + \sqrt{\pi}z_0\operatorname{erfc}(x/\sqrt{4\alpha t})/\varphi(z_0)]. \quad (2.16)$$

постоянного у поверхности. При малом значении z_0 (см. уравнение 2.15), характерном для процесса эрозии (при эрозии в 1000 м за 1 млн. лет или 1 мм за год величина z_0 составит 0,089), можно получить приблизительно

$$\left(\frac{\partial\Theta}{\partial x}\right)_{x_0} = m(1 + \sqrt{\pi}z_0 - z_0^2). \quad (2.17)$$

Таким образом, в случае равномерной эрозии градиент будет постоянно возрастать и достигнет максимума, рассчитанного по уравнению (2.16), пропорционально \sqrt{t} в настоящее время; при более интенсивной эрозии градиент можно рассчитать с учетом половины указанного времени, хотя это дает возможность определить только порядок величин.

Равным образом можно сделать приближенный расчет при допущении, что эрозия проявляется эпизодически. Легко представить, что температурный профиль, соответствующий интенсивной эрозии, занимает положение либо в начале, либо в конце данного периода. Если предшествующий градиент соответствует температуре $\Theta = mx$, уве-

личивающейся при $t = 0$, мощности пород l и новой восстановленной поверхности при начальной нулевой температуре, то температура выражается формулой

$$\Theta = mx + ml \operatorname{erf}(x/\sqrt{4\alpha t}) \quad (2.18)$$

и поверхностный градиент равен

$$m(1 + l/\sqrt{\pi\alpha t}). \quad (2.19)$$

Формула (2.19) показывает, что через один год эрозии слоя породы в 1 мм приповерхностный градиент повышается только на 1/10 000. А через 1 млн. лет, когда эрозионный слой достигнет мощности 1 км градиент возрастет на 1/10. (Эти величины занижены, но, несомненно, близки к значениям, соответствующим интенсивности эрозии в течение указанного времени.)

Возможная погрешность, связанная с расчетом таких очевидных процессов, как эрозия и седиментация, приводит иногда к необходимости более сложной оценки данного вопроса. Распределение температуры на глубине выражается в произвольной форме

$$\Theta = ax + T_0 [1 - \exp(-bx)], \quad (2.20)$$

при этом учитывается содержание в породах радиоактивных элементов, экспоненциально уменьшающихся с глубиной. Это приводит к общему решению в отношении величины температуры в зависимости от скорости эрозии [3]. Но здесь сталкиваемся с трудностью: характеристикой физического явления, выбранного для обоснования последовательного решения.

Тепловой эффект радиоактивности

До настоящего времени пренебрегали влиянием радиоактивности горных пород, которая сопровождается выделением тепла, достигающим значения $2 \cdot 10^{-5}$ кал/г·год для некоторых видов гранитов (см. гл. 8) и порядка $2 \cdot 10^{-6}$ кал/г·год для осадочных пород.

Рассматривая полное уравнение теплопроводности

$$c \frac{\partial \Theta}{\partial t} = K \left(\frac{\partial^2 \Theta}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} \right) + r, \quad (2.21)$$

можно найти его решение в форме

$$\Theta = \Theta_1 + \Theta_2, \quad (2.22)$$

где Θ_1 — решение уравнения (2.21) без добавления r , а Θ_2 является решением уравнения

$$0 = K\Delta^2\Theta + r \quad (2.23)$$

с граничным условием $\Theta_2 = 0$ и $\text{grad } \Theta_2 = 0$ на поверхности.

Если r зависит только от z , то уравнение (2.23) принимает вид

$$0 = K \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} + r, \quad (2.24)$$

откуда

$$\Theta_2 = -rz^2/2K. \quad (2.25)$$

При $r = 1,6 \cdot 10^{-12} \div 1 \cdot 10^{-13}$ кал/с·см³ и величине z , выраженной в километрах, значения коэффициента $r/2K$ составляют 1,7 и 0,17 °С/км².

В случае необходимости легко внести поправку в расчет глубинной температуры по наблюдениям на поверхности, и в частности по значениям измеренных градиентов. Для осадочных пород, как и для метаморфических, а также для средних и основных изверженных пород, сходных с гранитами по радиоактивности, можно пренебречь влиянием радиогенного тепла на подземные воды в радиусе нескольких километров.

Радиогенное тепло следует учитывать только в районах гранитных интрузий с повышенным содержанием радиоактивных элементов, и в частности когда речь идет о расчете температурной поправки в очень глубоких выработках, например в туннелях. Выше показано, что эта поправка имеет отрицательный знак, когда расчет ведется с учетом влияния поверхностного градиента, поскольку изменение температуры на поверхности в большей степени подчинено линейному закону. Тем не менее остается очевидным, что при среднем тепловом потоке на данной глубине массив гранитов с повышенным содержанием радиоактивных элементов будет больше нагрет по сравнению с окружающими породами, и соответственно приповерхностный геотермический градиент здесь будет выше.

ВЛИЯНИЕ ПОДЗЕМНЫХ ВОД

Если вода в горных породах неподвижна, она влияет лишь на изменение удельной теплоемкости и коэффициента удельной теплопроводности. Желательно измерение указанных величин в породах той же степени насыщения их водами, как и в естественных условиях залегания.

Движение воды в горных породах можно охарактеризовать вектором единичного расхода u потока в заданном сечении, равном единице, в единицу времени. Мы допускаем, что эта вода тотчас приходит в температурное равновесие с вмещающей породой. При этом вода получает количество тепла, которое равно произведению u на геотермический градиент в направлении потока и на удельную теплоемкость воды c_e , т.е. $c_e \vec{u} \text{ grad} \Theta$. Поскольку c_e часто равна 1, уравнение теплопроводности должно быть следующим:

$$c \frac{\partial \Theta}{\partial t} = K \Delta^2 \Theta - c_e \vec{u} \text{ grad} \Theta. \quad (3.1)$$

Как известно, единичный расход жидкости определяется законом Дарси

$$u = (k/\eta) \text{ grad}(P + \bar{\omega}gz), \quad (3.2)$$

где P — давление жидкости, $\bar{\omega}g$ — удельный вес жидкости в точке наблюдения, k — тензорная величина для анизотропной среды, отвечающая скалярному коэффициенту проницаемости в изотропной среде, η — коэффициент вязкости воды, изменяющийся в широких пределах в зависимости от температуры.

В некоторых случаях необходимо учитывать изменение плотности воды с температурой, что играет существенную роль при развитии конвективных потоков. Можно попытаться составить единую систему уравнений, чтобы описать явление термогидростатического

эффекта. Трудность этого связана лишь со сложной зависимостью вязкости воды от температуры.

Уравнение (3.1) может применяться без больших изменений в случае циркуляции воды в тонких проницаемых слоях или даже в трещинах, а также в открытых каналах. Водные источники несут тепло, количество которого соответствует произведению скалярной величины геотермического градиента на их дебит. Речь идет или о единичном расходе подземных вод, т.е. расходе на единицу ширины водного потока, или об общем расходе динамического потока.

Для примера и установления порядка величин нами изучено влияние на геотермический градиент свободной инфильтрации дождевой воды. Принята свободная фильтрация воды от поверхности земли до горизонта грунтовых вод на глубине h . Если допустить, что скорость инфильтрации составляет 31 см/год, что не является чрезмерно большой величиной, то $u = 10^{-6}$ г/с. Тогда, чтобы получить средний геотермический градиент $3^\circ\text{C}/100$ м, необходимо изменение температуры

$$\frac{\partial\Theta}{\partial t} = -6 \cdot 10^{-10}^\circ\text{C}/\text{с}, \quad (3.3)$$

или на $0,02^\circ\text{C}/\text{год}$.

Принимая те же условия, предположим, что грунтовые воды залегают на глубине $h = 100$ м и температура их постоянная в связи с горизонтальным течением и ограниченной площадью поступления дождевой воды. Тогда при постоянном тепловом режиме температурный профиль может быть легко определен по формуле

$$\Theta = A[\exp(qx/\alpha) - 1], \quad (3.4)$$

и при подстановке числовых значений получим

$$\Theta = 1,75[\exp(10^{-4}x) - 1]. \quad (3.5)$$

В начале температурного профиля скачок температуры, рассчитанной по формуле (3.5), будет равен $0,37^\circ\text{C}$, а величины геотермического градиента составят $1^\circ\text{C}/57$ м на поверхности и $1^\circ\text{C}/21$ м в основании зоны аэрации. Сравнение с предыдущим случаем показывает, что постоянный тепловой режим в зоне аэрации будет достигнут через несколько десятков лет.

Итак, тепловой режим в зоне аэрации искажается под влиянием процессов инфильтрации атмосферных вод, циркуляции воздуха,

конденсации или испарения воды и т.п., в связи с чем замеры температур в скважинах на этих глубинах и определения тепловых потоков предпочитают не проводить.

Инфильтрация воды из озер и рек оказывает на приповерхностные зоны еще большее влияние, что надо учитывать при измерениях геотермических градиентов.

В карстовых районах, характеризующихся наличием крупных пещер, измерение градиента вообще невозможно. Температура в массивах карстовых пород практически одинакова по всей толще в результате развития воздушных потоков, которые даже при небольших скоростях обеспечивают действенный конвективный перенос тепла.

Некоторое число измерений геотермического градиента проведено в шахтах. Но поскольку шахты обычно оказывают дренирующее влияние на подземные воды и сильно изменяют их режим, нельзя быть уверенным в том, что полученные данные в точности отражают естественный тепловой режим.

Конвективные потоки

В режиме свободной проводимости постоянное распределение температуры стабильно; если же оно где-то нарушено, это нарушение будет распространяться, затем рассеиваться и ослабляется вплоть до полного исчезновения во времени, которое легко вычислить. Постоянное распределение температуры контролируется уравнением теплопроводности, которое может быть также отнесено и к нарушению теплового режима. Легко видеть, что выражение

$$(4\pi\alpha t)^{-\frac{3}{2}} \exp[-(x^2 + y^2 + z^2)/4\alpha t] \quad (3.6)$$

представляет собой решение уравнения теплопроводности и что его интеграл на всей площади наблюдений равен единице. При $t = 0$ решение принимает нулевое значение всюду, кроме первоначальной площади ($r = 0$) (см. уравнение 1.5), что объясняет мгновенное рассеяние тепла. Но мы можем равным образом использовать для определения скорость, с которой уменьшается максимальная температура в месте теплового воздействия и которую можно охарактеризовать вектором ρ со значением в половину максимума. Это позволяет вывести величину t_0 из уравнения

$$\rho^2/4\alpha t_0 = \ln 2 = 0,67, \quad (3.7)$$

которая будет равна

$$t_0 = \rho^2 / 2,68\alpha. \quad (3.8)$$

Отсюда скорость уменьшения температуры в центре аномалии

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} / \Theta = -3/2t_0 = -4\alpha/\rho^2. \quad (3.9)$$

Если учесть наличие воды в пористых породах, то увидим, что это уменьшение будет носить иной характер. Попытаемся выяснить, при каких условиях могут развиваться конвективные потоки, которые, видимо, приводят к неравномерности распределения температуры.

Рассмотрим сначала только эффект переноса тепла водой в породе; проницаемость последней может быть выражена либо в виде водопроводимости k (в $\text{г}/\text{см}^2$ при градиенте фильтрации $1 \text{ см}/\text{с}$), либо в единицах дарси (σ), причем

$$k = 10 \sigma / \eta, \quad (3.10)$$

где η — вязкость.

Анализ теплового воздействия, т.е. нарушения температуры Θ при постоянном уровненом режиме, основан на допущении, что геотермический градиент m соответствует изменениям плотности воды $\lambda \bar{\omega} g \Theta$ (где λ — коэффициент теплового расширения и $\bar{\omega} g$ — плотность) и ее напорного градиента при ненарушенном режиме. Тепловое воздействие вызывает подъем уровня воды, которая становится более легкой при нагревании (или, наоборот, более тяжелой при охлаждении); в этом случае расход воды составит

$$g = 10\sigma\lambda\bar{\omega}g\Theta/\eta. \quad (3.11)$$

Восходящее движение воды приводит к нагреванию породы, скорость которого равна

$$c \frac{\partial \Theta}{\partial t} = mg = 10m\sigma\lambda\bar{\omega}g\Theta/\eta \quad (3.12)$$

или при замене коэффициентов

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} / \Theta = 10m\sigma\lambda\bar{\omega}g/c\eta. \quad (3.13)$$

Достаточно сравнить эти коэффициенты, отражающие конвективное перемещение воды, с измененными коэффициентами, рассчитанными раньше для кондуктивной теплопроводности, чтобы видеть ха-

рактер проявления или исчезновения тепловых воздействий. Это указывает либо на стабильность теплового режима, либо, напротив, на его усиление (представляет интерес уточнить скорость этого процесса), что приводит к возможности формирования конвективного потока. Мы ищем здесь только порядок величин, и было бы напрасным подробно характеризовать конвективные ячейки. Можно добавить, что другое тепловое воздействие противоположного направления существует рядом с тем, которое нами изучено и благодаря которому преобразуется циркуляция воды.

Величина, характеризующая степень изменения теплового воздействия благодаря конвекции, приближается к максимуму. Для того чтобы учесть, что в векторе ρ температурный перепад меняется от полной величины до ее половины, ограничим до одной четверти вариационный коэффициент, найденный выше, и оценим его относительность по выражению

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} / \Theta = 7,5 \, m \sigma \lambda \bar{\omega} g / c \eta - 4\alpha / \rho^2 > 0, \quad (3.14)$$

положительное значение которого указывает на возможность конвекции.

Сразу же видно, что конвекция облегчается по мере распространения теплового воздействия. На основе ряда измерений можно найти предельное значение проницаемости σ , при которой начинается конвекция. Последняя более интенсивно развивается при повышенном геотермическом градиенте m . Но особенно она зависит от коэффициента теплового расширения воды λ и кинематической вязкости $\eta/\bar{\omega}$, причем обе эти величины в свою очередь сильно изменяются с температурой. Только начиная от температуры 4°C , когда никакая конвекция невозможна, λ увеличивается непрерывно до критической точки и мало изменяется с изменением давления. Вязкость сильно уменьшается с повышением температуры, т.е. изменяется в отношении 100:1 с ростом температуры от 0 до 100°C и продолжает уменьшаться до критической точки. Изменения, сопряженные с этими двумя факторами, способствуют все более интенсивной конвекции по мере роста температуры.

В табл. 1 показаны предельные значения проницаемости в единицах дарси, выше которых указанный критерий (см. уравнение 3.14) характеризует конвекцию как возможную для геотермического градиента $m = 1^\circ\text{C}/30 \text{ м}$ [10]. Для более высокого градиента эти значения

Таблица 1

Предельные значения проницаемости горных пород при
 $m = 1/3000 \text{ } ^\circ\text{C}/\text{м}$

Р, м	θ, °С						
	50	100	150	200	250	300	350
100	$1,20 \cdot 10^{-6}$	$3,75 \cdot 10^{-7}$	$1,66 \cdot 10^{-7}$	$9,30 \cdot 10^{-8}$	$4,30 \cdot 10^{-8}$	$1,86 \cdot 10^{-8}$	$5,60 \cdot 10^{-9}$
200	$3,00 \cdot 10^{-7}$	$9,40 \cdot 10^{-8}$	$4,15 \cdot 10^{-8}$	$2,42 \cdot 10^{-8}$	$1,07 \cdot 10^{-8}$	$4,65 \cdot 10^{-9}$	$1,40 \cdot 10^{-9}$
500	$4,80 \cdot 10^{-8}$	$1,50 \cdot 10^{-8}$	$6,65 \cdot 10^{-9}$	$3,70 \cdot 10^{-9}$	$1,72 \cdot 10^{-9}$	$7,50 \cdot 10^{-10}$	$2,24 \cdot 10^{-10}$
1000	$1,20 \cdot 10^{-8}$	$3,75 \cdot 10^{-9}$	$1,66 \cdot 10^{-9}$	$9,30 \cdot 10^{-10}$	$4,30 \cdot 10^{-10}$	$1,86 \cdot 10^{-10}$	$5,60 \cdot 10^{-11}$

стали бы сокращаться в том же соотношении, что и при изменении градиента от $1/3000$ до m .

Укажем в качестве примера, что для песка с действующим диаметром зерен в $0,1$ мм, т.е. для исключительно проницаемой породы $\sigma = 1,3 \cdot 10^{-6}$ дарси; однако такая проницаемость редко распространяется на заметную глубину, чаще имеют дело с более слабой проницаемостью. Кроме того, вышеуказанный критерий проницаемости (см. табл. 1) соответствует предельной минимальной скорости развития конвективных процессов и формирования конвективных ячеек.

Даже если в правой части выражения (3.13), отражающего степень возрастания теплового воздействия, числитель заметно превышает (например, вдвое) знаменатель, то и тогда перепад температуры удваивается только через 53 года при $\rho = 100$ м, через 210 лет при $\rho = 200$ м, через 1320 лет при $\rho = 500$ м и через 5300 лет при $\rho = 1000$ м; другими словами, увеличение перепада температур будет чрезвычайно медленным.

Можно предположить, что при небольших температурах, которые преобладают обычно на малых глубинах, конвекция в однородной проницаемой среде практически не развивается. Напротив, при повышенной температуре, часто фиксируемой в районах с высоким геотермическим градиентом, условия проницаемости в достаточно большом объеме пород приводят к конвекции. Вместе с приближением к критической точке конвекция существенно облегчается, и можно считать, что она усиливается по мере более широкого распространения проницаемых горных пород.

В следующей главе мы увидим, что с появлением паровой фазы флюида конвективный перенос тепла практически преобладает над кондуктивной теплопроводностью.

Случай сосредоточенной циркуляции вод

Известны многочисленные термальные источники с температурой вод значительно выше средней годовой для данной местности и с большими дебитами. Они проявляются в виде сосредоточенных грифонов или же рассеянных выходов из многочисленных трещин в верхних разрушенных породах, как это показывают каптажные работы. Имеются все основания полагать, что термальные воды поднимаются с больших глубин (где их температура соответствует нормальной температуре пород) в виде концентрированных струй благодаря наличию открытых трещин, карстовых каналов и т.п. Можно показать схематически, что в этих случаях стенки трещин и каналов прогреваются довольно быстро на определенную глубину и что впоследствии потери тепла термальных вод становятся минимальными.

Циркуляция нисходящих холодных вод происходит при тех же условиях, но случаев наблюдения ее отмечается немного. Можно, однако, привести некоторые данные, полученные в туннелях, например в массиве Монблан, в Италии. Температура пород в них, близкая к 30°C , постепенно понижается по мере приближения метров на десять к трещинам, в которых должны циркулировать холодные воды и которые действительно вскрываются туннелем. Вероятно, не наблюдается прямой связи дебитов вод, изливаемых в туннель, с отдельными потоками в трещинах, расход которых остается неизвестным.

Можно с очевидностью предсказать, что, помимо сосредоточенной нисходящей циркуляции воды, имеет место ее диффузионное горизонтальное движение в породах, при котором вода приобретает температуру, соответствующую температуре пород на данной глубине, и затем переходит в сосредоточенную восходящую циркуляцию, в целом определяя конвективное движение. Разница плотностей воды в нисходящих и восходящих потоках составляет достаточную движущую силу. Таким образом, можно представить, например, что термальный источник на берегу озера питается его водами. Другими словами, можно вообразить циркуляцию, в процессе которой сложное и рассредоточенное движение нисходящих вод обуславливает наличие одних только сосредоточенных восходящих потоков. Как в том, так и в другом случае видно, что распределение температур и последовательно меняющаяся разность гидростатических давлений как движущая сила циркуляции практически не зависят от дебита, который определяется потерями давления, обусловленными формами каналов.

Во многих случаях при отсутствии закрытой конвективной циркуляции различные градиенты давления, возникающие вследствие разности температур, вызывают нормальную гидрогеологическую циркуляцию, т.е. инфильтрацию атмосферных осадков в повышенных районах и выход вод на низких отметках, что также влечет за собой появление сосредоточенных термальных источников.

Для уточнения сказанного выясним путем расчета (исходя из тепловых свойств пород) причину, по которой стенки водопродводящих каналов нагреваются на контакте с водой и тепловой поток насыщаемых водой пород уменьшается. Для этого будем исходить из того начального момента, когда температура циркулирующей воды мгновенно накладывается на нормальную для данной глубины температуру пород. Эта начальная стадия не очень реальна, но она дает возможность определить скорость, с которой нагреваются стенки трещин.

При наличии крупных сосредоточенных потоков температура стенок водопродводящих каналов быстро уравнивается со средней температурой воды. Перепад температуры существует лишь короткое время и не имеет особого значения.

Примем в качестве модели сосредоточенный поток, который развивается в плоской трещине, круто падающей на такую глубину, где нагревание происходит очень быстро. Тогда можно рассчитать температуру для данной точки как функцию только ее расстояния x от стенки трещины. Если температуру в этой точке, сначала равную нормальной температуре всей породы и принятую за нуль, обозначить как Θ_1 при $t = 0$, то ее значение становится равным

$$\Theta = \Theta_1 [1 - \operatorname{erf}(x/2\sqrt{\alpha t})] \quad (3.15)$$

и тепловой поток у поверхности будет равен

$$K\Theta_1/\sqrt{\pi\alpha t}. \quad (3.16)$$

Как функцию времени (при $\alpha = 0,01$ и $K = 0,005$) находят для фактора

$$K/\sqrt{\pi\alpha t}, \quad (3.17)$$

который выступает в качестве значения теплового потока, и для глубины x величину $\Theta = \Theta_1/2$ (табл. 2).

Рассмотрим трещину, уходящую в глубину до 100 м, с разностью температур по вертикали в 3°C и расходом воды $2q$ г/с на 1 см ширины потока. Вода достигает поверхности в течение $3,7/q^2$ дней после падения температуры только на 1%. Если $q = 1$, т.е. расход

Таблица 2

Изменение теплового потока и теплопроводности горных пород во времени под влиянием циркуляции воды в трещинах

t	1 с	1 ч	1 сут	1 год	10 лет	100 лет	1000 лет
$K\sqrt{\pi\alpha t}$	0,0282	$4,70 \cdot 10^{-4}$	$0,96 \cdot 10^{-4}$	$0,503 \cdot 10^{-5}$	$0,159 \cdot 10^{-5}$	$0,503 \cdot 10^{-6}$	$0,159 \cdot 10^{-6}$
$x, \Theta = \Theta_1/2$	1,35 мм	8 см	39,5 см	7,55 м	24 м	75,5 м	240 м

равен 1 л/с на 5 м ширины потока в плоскости трещины, это даст время в 3,7 дня. Просачивание воды в количестве $0,002$ л/с · м, которое едва заметно, замедлит выход ее до 100 лет, что еще довольно ощутимо в геологическом ходе времени. Можно сказать поэтому, что при расходе потока в несколько литров в секунду на 1 м плоскости трещины замедление станет порядка одного часа и потеря тепла станет уменьшаться прямо пропорционально квадратному корню из времени, т.е. она будет сокращаться на 1/10 000 за каждый год.

Аналогичный расчет можно сделать для цилиндрического канала. Нагревание его стенок и уменьшение потери тепла будут идентичными таковым в трещинах с той же поверхностью и будут происходить еще более медленно. Приводить здесь эти расчеты нет необходимости, поскольку они проще, чем для плоской трещины.

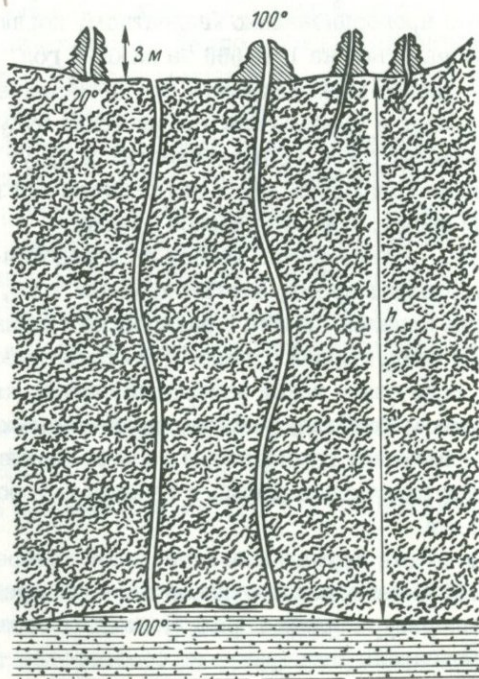
Таким образом, только форма канала с сосредоточенным потоком жидкости определяет время, достаточное для того, чтобы температура стенок этих каналов пришла в равновесие с температурой жидкости и потери кондуктивного тепла стали практически незаметными. Напротив, если взять такой известный случай, как проведение туннеля под массивом Монблан, то форма вскрываемых трещин и закономерности изменения температуры по мере приближения к их стенкам позволяют рассчитать время, в течение которого устанавливается циркуляция.

В процессе каптажа термальных источников галереями, широко практикуемого в Пиренеях, часто руководствуются предварительными замерами температур горных пород. Но нельзя заранее исключить, что данное распределение температур не соответствует установившемуся взаимодействию между струями термальных вод, с одной стороны, и поверхностью земли, вблизи которой возможна циркуляция вод, — с другой.

Месторождение Хаммам Мескутан

Месторождение Хаммам Мескутан в Алжире, известное своими термальными источниками и сопровождающими их травертинами, служит хорошим примером стабильного проявления выходов воды благодаря развитию конвективных потоков (фиг. 6).

Здесь на небольшой площади обнаружено множество кальцитовых залежей и конкреций, образующих купола высотой до 3 м. К каждому из них приручен грифон или выход воды с температурой 100°C , из которой выпадает кальцит, постепенно закупоривающий питающий канал. Через некоторое время после прекращения излива воды рядом формируется новый выход. Пока грифон функционирует, его стенки нагреты и температура питающего столба воды приближается к 100°C при удельном ее объеме $1,0434\text{ см}^3/\text{г}$.



Фиг. 6. Схема стабильного проявления термальных источников Хаммам Мескутан (Алжир), питаемых конвективными водными потоками.

В противоположность этому в скрытых трещинах, где отсутствует циркуляция вод, температура воды варьирует в пределах от 100°C на уровне глубокого водоносного пласта до 20°C у поверхности. Средний удельный объем воды в этом интервале температур составляет $1,0193 \text{ см}^3/\text{г}$. Это определяет разность давления над водоносным пластом в $0,024 h$ водяного столба. Если эта разность обеспечивает превышение грифонов над поверхностью земли в 3 м , то при соотношении $0,024 \geq 3$ высота подъема воды $h \geq 125 \text{ м}$.

Таким образом, можно определить глубину резервуара, заполненного водой с температурой 100°C , и получить величину местного геотермического градиента, равного $1^{\circ}\text{C}/1,6 \text{ м}$. О тепловом режиме на глубине говорить трудно, поскольку для этого имеется мало данных.

Аналогичное явление действия постоянных термальных источников в сочетании с безводными трещинами или с холодными потоками, поглощающими тепло термальных вод, играет ту или иную роль в формировании большого числа других месторождений и облегчает их изучение и разведку.

Термические явления в скважинах

Скважины представляют собой цилиндрические полости, заполненные водой или глинистым раствором. Бурение скважин вызывает сильные тепловые воздействия, что необходимо принимать во внимание при использовании данных температурных измерений горных пород.

Выделяют три стадии термического воздействия: активное нарушение теплового режима пород при бурении скважины; развитие побочных явлений, приводящих к изменению теплового режима; восстановление режима через некоторое время после периода покоя скважины.

В процессе бурения рабочий инструмент потребляет механическую энергию, большая часть которой переходит в тепловую. Промысловая жидкость при закачке через трубы охлаждает инструмент и поднимается к поверхности по затрубному пространству. В емкости для хранения она не успевает охладиться и вновь закачивается в скважину. В целом же промысловая жидкость всегда холоднее, чем породы, поэтому температура в скважине все более снижается по мере углубления. К сожалению, пока еще невозможно опустить на кабеле или тросе термометрический прибор до самого дна скважины, ибо оно перекрыто обломками пород и глинистым осадком. Что-

бы достичь забоя, необходимо их удалить через затрубное пространство, а это повлечет за собой интенсивную циркуляцию вод и, как следствие, изменение температуры.

При проходке скважины порода охлаждается в нижней ее части и нагревается в верхней. По мере углубления скважины одна и та же часть ствола будет сначала охлаждаться, затем нагреваться.

Когда скважина вскрывает геотермальный коллектор, промывочную жидкость надо охлаждать практически до температуры воздуха, что можно сделать с помощью градирни. Но даже небольшое охлаждение, скажем всего лишь на 10 °С, уже создает помеху быстрому нагреванию промывочной жидкости, которое с приближением к 100 °С чревато осложнениями. Поэтому стенки скважины сильно нагреваются у поверхности, тогда как в остальной, большей своей части они охлаждены, иногда довольно значительно.

Проходка скважины ведется, как правило, не ритмично, что не позволяет практически предусмотреть время внедрения раствора в стенки и рассчитать изменение их температуры и соответственно тепловой поток на той или иной глубине, хотя теоретически это возможно. Можно дать лишь примерную оценку глубины внедрения раствора в зависимости от продолжительности бурения.

После бурения в скважине проводится комплекс гидрогеологических исследований и замеров, в том числе весьма информативное по своим результатам измерение температуры. Если, к примеру, вода изливается из вскрытого скважиной горизонта, температура ее выравнивается в циркуляционном потоке внутри водоподъемной колонны с фильтром, опущенной до самого забоя. После периода покоя скважины термограмма укажет на интервалы притока вод, причем температура их по сравнению с температурой пород будет выше в глубоких горизонтах и ниже в приповерхностных горизонтах.

Если имеются проявления газов, можно вызвать их выделение, которое приводит к эндотермическому падению давления и снижению уровня воды при откачке. Глубину уровня можно определить по пику снижения температуры на термограмме.

Наконец, когда цементируют затрубное пространство, лучшим способом определения уровня поднятия цементного кольца, нагревающегося при затвердевании, служит температурный замер. На термограмме четко проявляется падение температуры выше уровня цементации.

В этих операциях измерения показывают только фактическую температуру в скважине и вовсе не дают или лишь в слабой степени отражают температуру пород. Кроме того, термометры не всегда откалиброваны с достаточной точностью. Измерения проводят, как правило, в короткие периоды времени, причем дополнительные тепловые воздействия, которые могут повлиять на стенки скважин, не учитываются, так как они малы по сравнению с нарушениями, связанными с бурением.

Скважины, которые бурят в осадочных породах, содержащих водопроницаемые пласты с различными пьезометрическими уровнями вод, следует чаще останавливать с целью выдержки в покое. При этом в них может установиться (иногда в незацементированных затрубных пространствах) циркуляция вод, например из более глубокого пласта в вышележащий. В таком случае для всех интервалов, где имеет место подобная циркуляция, можно найти условия, когда стенки скважин длительное время испытывают нагревание до температуры нижележащего пласта. Может возникнуть и иная ситуация: например, скважина в Коссе показала практически одну и ту же температуру как у поверхности в разрезе осадочных пород, так и в трещинной зоне и ниже в породах кристаллического фундамента. По термограмме довольно легко выделяются интервалы циркуляции воды в породах и места притока ее в скважину. Вероятно, термически однородные интервалы показывают фактическую температуру горных пород. Но такой же результат может быть и при менее интенсивной циркуляции вод.

Нами также рассмотрены результаты измерений температуры в скважинах, которые долгое время после их проходки свободно фонтанировали с максимальными дебитами, в результате чего термические неоднородности в стенках скважин сгладились. Время установления температурного режима часто требуется рассчитать хотя бы приблизительно, и в частности для скважин с представительными термограммами.

Решение уравнения теплопроводности в цилиндрических координатах (см. уравнение 1.5)

$$\Theta = (1/4\alpha t) \exp(-x^2/4\alpha t) \quad (3.18)$$

представляет данные о развитии теплового воздействия вдоль осевой линии за время $t = 0$.

Это относится к скважинам, находящимся в покое. Тепловое воздействие любой величины проникает в стенки скважины на глубину,

которая должна увеличиваться прямо пропорционально квадратному или кубическому корню из величины времени бурения. (Можно, например, взять приведенные в табл. 2 значения для глубины проникновения половины величины температурного перепада в зависимости от времени.) Более того, учитывая радиус скважины, можно определить радиальную глубину, на которой тепловое воздействие составляет половину максимума температуры, измеренной на стенке скважины. Из уравнения (3.18) находят время, за которое тепловое воздействие, исходящее из осевого источника, достигнет таких же размеров. К примеру, при бурении скважины за несколько недель в известных геотермических условиях находят, что среднее тепловое воздействие должно быть в радиусе до 2 м, откуда

$$\ln 2 = x^2/4\alpha t = 200^2/0,04 t, \quad (3.19)$$

$$t = 1,4 \cdot 10^6 \text{ с} = 16 \text{ сут.}$$

Это показывает, что через 16 дней тепловое воздействие уменьшается наполовину, через 32 дня до одной трети, а через 144 дня до десятой доли от первоначального.

Определение глубины теплового воздействия скважины на горные породы требует, без сомнения, весьма тонких расчетов с учетом того, что тепловые воздействия разных источников могут отчасти компенсировать друг друга. Однако для этого не стоит увеличивать период покоя скважины, термограмма которой достаточно представительна.

Для геотермических скважин в Новой Зеландии, в которых обеспечивалось резкое охлаждение стенок при бурении, время покоя до записи термограммы практически составляло три месяца, что, по приведенным выше расчетам, отнюдь не следует считать очень большим сроком. К сожалению, надо признать, что довольно большое число опубликованных данных о тепловом потоке основано на термограммах, полученных без необходимой выдержки скважин.

Наконец, мы должны обратить внимание на такой недостаточно учитываемый факт, что в водяном столбе, заполняющем скважину, формируется собственный гидротермический градиент. Возникает вопрос, в какой мере это влияет на конвективное перемешивание жидкости и выравнивание ее температуры. Это одна из гидродинамических проблем, выходящая за пределы данной работы. Можно отметить лишь, что при обычных градиентах конвекция развивается только в скважинах большого диаметра (50 см и более). Поэтому це-

лесообразно проводить бурение разведочных скважин малым диаметром, тогда как эксплуатационные скважины должны иметь большие диаметры.

Пример циркуляции воды в водоносном горизонте

Выше рассмотрена конвекция, которая может вызвать движение воды в проницаемой толще, а впоследствии – сосредоточенную циркуляцию в ограниченном канале. При непосредственном изучении геотермальных районов возникает вопрос об эффекте циркуляции грунтовых вод. Предположим, что на некоторой глубине в пласте любой мощности вода течет с единичным расходом q (т.е. расходом на единицу ширины потока). На глубине предполагается наличие локальной тепловой аномалии, обусловленной каким-либо очагом тепла. При течении через породы вода их охлаждает, а затем нагревает, так что при выходе образуется вторичная тепловая аномалия, смещенная в соответствии с условиями разгрузки. Чтобы рассчитать поверхностный градиент или другие аспекты распределения температуры, надо принять во внимание установившийся режим стока.

Если поверхность земли горизонтальная, можно представить ее как плоскость с постоянной $\Theta = 0$ и добавить условный источник тепла сверху, симметричный и обратно направленный по отношению к существующему на глубине. При отсутствии циркуляции воды сумма этих обоих источников тепла (взятая как неопределенный источник, соответствующий данному градиенту) обусловит распределение температуры Θ^* . При наличии циркуляции температура станет равной Θ .

Линия водного потока явится новым источником тепла $q \frac{d\Theta}{ds}$ в каждой точке, который обуславливает распределение температуры по уравнению

$$\Delta\Theta = (q/2\pi K) \frac{d\Theta}{ds} \cdot \ln r \cdot ds, \quad (3.20)$$

и изменение температуры составит сумму этих взаимодействий в виде

$$\Theta - \Theta^* = (q/2\pi K) \int \frac{d\Theta}{ds} \ln r \cdot ds, \quad (3.21)$$

где r – расстояние между точками. Отсюда можно рассчитать температуру в любой точке, находящейся на линии водного потока, охваченного интегрированием; при этом нужно проинтегрировать также

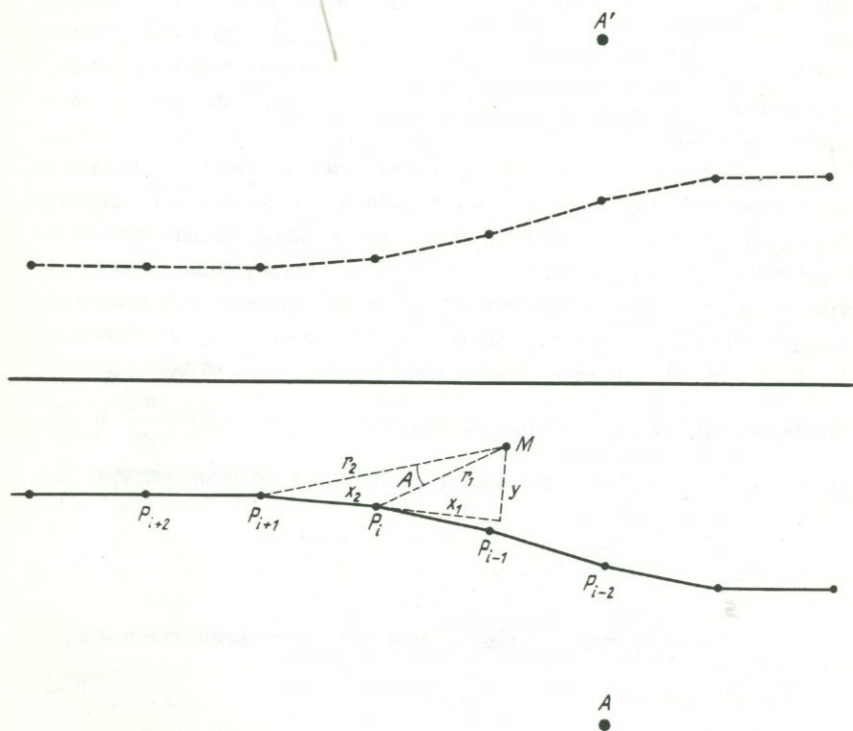
условный симметричный поток. Для более эффективного расчета (фиг. 7) методом численных приближений конечную температуру считают неизвестной в предельном числе точек P_i линии водного потока и допускают, что от одной точки к другой температура меняется по линейному закону. Это позволяет считать, что между данными точками

$$\frac{d\Theta}{ds} = (\Theta_{i+1} - \Theta_i)/s, \quad (3.22)$$

и можно вывести постоянную интеграла. Что касается последнего

$$\int_{P_i}^{P_{i+1}} \ln r \cdot ds, \quad (3.23)$$

то он рассчитывается легко. Если x_1 и x_2 — проекции $P_i M$ и $P_{i+1} M$



Фиг. 7. Принцип расчета температурного распределения при циркуляции воды в водоносном горизонте.

на прямой $P_i P_{i+1}$, y — расстояние до нее от точки M , $A = \angle P_i M P_{i+1}$, r_1 и r_2 — расстояния $P_i M$ и $P_{i+1} M$, то можем записать выражение

$$\int \ln r \cdot ds = (x_2 \ln r_2 - x_1 \ln r_1) - (x_2 - x_1) + yA, \quad (3.24)$$

которое будет конечным при P_i и P_{i+1} , а при $y = 0$ сокращается до $(x \ln x - x)$.

Разумеется, только определитель позволяет решить систему линейных уравнений, полученных при сравнении каждой из неизвестных температур с суммой начальных их значений в рассматриваемой точке и с обусловленными ими воздействиями на последовательных отрезках водного потока.

Расчет возможен на примере любого водного потока, изученного на опытном участке. Для горизонтального потока формулы упрощаются.

ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ВОДЫ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ

ЗАМЕРЗАНИЕ

Вода превращается в лед при 0°C , причем эта температура немного изменяется с изменением давления. При замерзании 1 г воды выделяется скрытая теплота плавления в количестве около 80 кал. Температура замерзания соленой воды, из которой образуются кристаллы чистого льда, значительно ниже нуля и зависит от концентрации раствора. Удельная теплоемкость льда приблизительно вдвое ниже, чем воды, а коэффициент удельной теплопроводности рыхлой породы при насыщении водой и охлаждении до точки замерзания увеличивается в 2–3 раза. Надо еще напомнить, что плотность льда равна $0,9 \text{ г/см}^3$, и поэтому замерзание воды сопровождается увеличением ее объема, однако, как будет показано ниже, это явление играет в природных условиях незначительную роль.

В первом приближении (исключая случай очень слабой водоносности горных пород, на что обращено внимание в гл. 1 и 2) можно указать, до какой глубины от поверхности достигает нулевая температура в зимнее время и, с другой стороны, насколько увеличивается эта глубина при отрицательной средней годовой температуре воздуха. Слой охлажденных ниже 0°C горных пород, не оттаивающий сверху в летний период, называется областью вечной мерзлоты и занимает весьма обширные площади на севере Сибири и Канады. Породы области вечной мерзлоты залегают до глубины нескольких сотен метров, что указывает на их образование в древнее время, относящееся к началу четвертичного периода.

Наблюдения показывают, что явление вечной мерзлоты возникло как следствие неравномерных изменений климата. В отдельные годы оттаявший летом поверхностный слой пород не замерзает полностью в течение последующей зимы или замерзший зимой слой не оттаивает полностью летом. Поэтому в верхней части пород в области вечной мерзлоты можно найти переслаивание замерзших и оттаявших слоев. Однако вполне естественно, что такое чередование происходило не всегда.

Водоносность горных пород значительно усложняет данное явление. При охлаждении пород выделяется заметное количество тепла. Это приводит к возникновению так называемого теплового барьера. При переходе через нулевую изотерму тепловой поток в целом уменьшается, причем это происходит как в случае нагревания, так и охлаждения системы. Уже один этот эффект обуславливает смещение границ зоны замерзания, и, поскольку граница меняется, значения теплового потока и геотермического градиента приходят в несоответствие. Если принять пористость $\bar{\omega}$, скорость смещения границы замерзания u , скрытую теплоту плавления L (80 кал) и коэффициенты удельной теплопроводности оттаявшей и замерзшей пород K_e и K_g , то разность между геотермическими градиентами будет равна

$$K_e \left(\frac{\partial \Theta}{\partial x} \right)_e - K_g \left(\frac{\partial \Theta}{\partial x} \right)_g = L \bar{\omega} u. \quad (4.1)$$

Теперь видно, что приведенные в гл. 1 расчеты распространения периодических изменений температуры в почве в данном случае не приемлемы; тем не менее общая направленность явлений остается той же при соответствующем уменьшении глубины, до которой распространяются изменения температуры.

Однако можно теоретически обосновать более значительную аномалию, обусловленную содержанием воды в зоне капиллярного поднятия над верхним водоносным горизонтом, которая не замерзает даже при падении температуры ниже нуля. Это легко наблюдать хотя бы на примере замерзания грязевой массы на поверхности земли. Такая масса не замерзает сразу полностью, а постепенно превращается в тонкий порошок с одновременным образованием отдельных пластинок чистого льда. При нескольких градусах ниже нуля нарушается термодинамическое равновесие между водой, еще жидкой в открытых капиллярах, и пластинками образовавшегося льда. Вода стремится проникнуть к ледяным кристаллам, способствуя их росту и создавая значительное дополнительное давление на вмещающую породу.

Это явление изучено на шоссежных дорогах, которые вспучиваются в морозы в тех случаях, когда капиллярные воды проникают в межзерновые пространства подстилающих пород. Вспучивание может достигнуть значительной высоты — до нескольких сантиметров и даже дециметров. В оттепель лед тает и поверхность шоссе прогибается и разрушается, чему способствует также заполняющая воронки вода. Одним из средств предохранения от этой опасности является сооружение тяжелого основания — экрана, защищающего дорожное

полотно во время оттепелей. Более действенное средство борьбы со вспучиванием состоит в противодействии капиллярному поднятию грунтовой воды до подушки дорожного полотна, для чего в его основание насыпают слой крупного щебня без заполнителя.

Другой причиной образования льда в почве является возникновение так называемых криогенных аномалий, т.е. почвенных деформаций специфического вида, вызываемых чередованием морозов и оттепелей. Так, под валунами, более лучшими проводниками тепла по сравнению со смещающими грунтами, формируются линзы льда, которые приподнимают эти валуны. Именно таким путем формируются полигональные почвы арктического пояса (иногда они наблюдаются и в горах, например в Альпах на плато с отметками выше 2700 м).

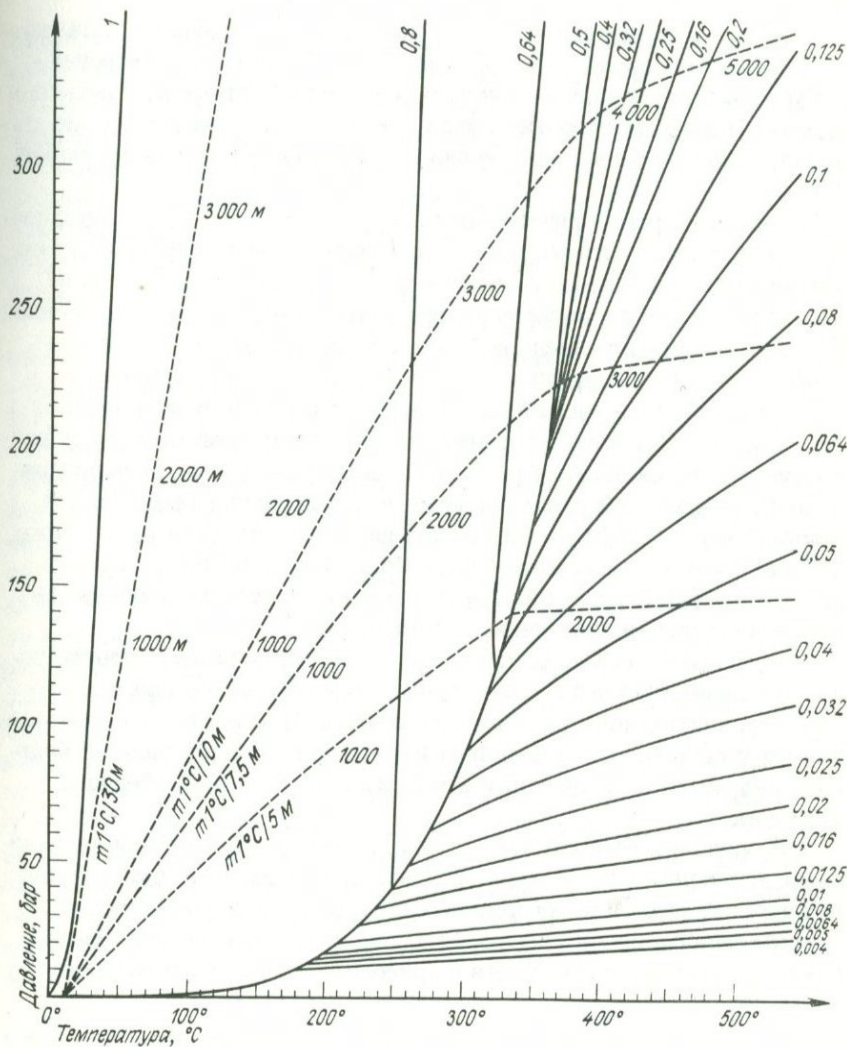
Для районов вечной мерзлоты этот особый вид формирования льда играет важную роль. Им объясняется образование на глубине чистого льда в виде горизонтальных линз (гидролакколиты, пинго и т.п.) или вертикальных клинообразных жил, которые после оттаивания обычно заполняются осыпавшимися обломками пород. Последние довольно часто встречаются в древнем аллювии Парижского бассейна, в плане они имеют характерный полигональный рисунок с крупными (10–20 м) элементами.

Следует добавить, что циркуляция подземных вод происходит как в незамерзшем грунте, так и на контактах с мерзлыми породами, которые сами по себе непроницаемы, а при благоприятных условиях (существовании озер и водных потоков) частично протаивают и в таликах образуются межмерзлотные воды.

Наличие вечной мерзлоты ставит перед строителями дорог и других инженерных сооружений серьезные проблемы, которые здесь подробно не рассматриваются [2, 22].

ВСКИПАНИЕ

Вода переходит в газовую фазу (пар) при температуре, которая функционально связана с давлением (см. табл. 7). Вода при этом поглощает значительное количество тепла (скрытая теплота парообразования, которая довольно заметно уменьшается с повышением температуры). Плотность пара, как и всех других газов, уменьшается в умеренной степени с повышением температуры и сильно увеличивается с ростом давления. В критическом состоянии, соответствующем температуре 374 °С и давлению 221,3 бар, удельный объем пара становится таким же, как и жидкой воды (3,1975 л/кг), при этом скрытая теплота перехода жидкости в пар и обратно падает до нуля и какое-либо физическое различие между обеими фазами исчезает. При более вы-



Ф и г. 8. Зависимость плотности воды от температуры и давления.

соких температурах и давлениях, т. е. в сверхкритическом состоянии, существует лишь одна флюидная фаза, плотность которой варьирует в широких пределах. Поведение двухфазной водной среды, и в частности изменение ее плотности в зависимости от температуры и давления, иллюстрируется на графике (фиг. 8). Менее известны значения вязкости водного флюида при его сверхкритическом состоянии.

Если вода содержит растворенные газы, последние накапливаются в свойственной им фазе при суммарной их упругости (включая и упругость водяного пара), превышающей гидростатическое давление. Таким образом, массообмен газов с жидкой фазой зависит от ее давления, находящегося в равновесии с суммарной упругостью газовой фазы.

Напротив, растворенные соли распределяются очень неравномерно между обеими фазами, причем повышение концентрации почти исключительно направлено в сторону жидкой фазы. Наличие соли в растворе приводит к повышению его критического состояния, в связи с чем вода в области выше нормальной критической температуры может также разделиться на две фазы и соль сконцентрируется главным образом в жидкой, более плотной фазе. В зависимости от состава соли и условий насыщения ею соответствующих фаз и, в частности, от наличия нерастворимого остатка может произойти разграничение обеих фаз в связи с изменением давления и температуры (характерно для NaCl) или же их слияние в критической точке, ниже которой имеется лишь единая фаза (характерно для SiO_2). Для менее концентрированных растворов отмечается только слабое повышение параметров критического состояния.

Указанные свойства приводят к необходимости рассмотреть условия взаимодействия горных пород с водяным паром. Прежде всего с ним контактирует земная поверхность. В атмосфере парциальная упругость водяного пара изменяется по площади и зависит большей частью от температуры и в малой степени от атмосферного давления.

В приповерхностной зоне грунта, пронизанной порами и капиллярами, в основном циркулирует воздух. При изменении температуры водяной пар может конденсироваться в порах грунта или, наоборот, способствовать его осушению. В общем этот теплообмен выравнивает температуру грунта и приводит ее к некоторому среднему значению.

Гейзеры

В определенных гидрогеологических условиях могут возникнуть сосредоточенные очаги разгрузки восходящих вод, приуроченные к разломам или карстовым полостям, причем достаточно большой расход водяных потоков может объяснить сохранение их высокой температуры. Можно предполагать, что эти потоки, достигающие поверхности, имеют на глубине температуру выше 100°C . Подъем этих вод в адиабатических условиях (т.е. без теплообмена или при

достижении постоянного теплового режима) до дневной поверхности обязательно вызывает частичное парообразование в пропорции x , которая легко рассчитывается исходя из первоначальной температуры $\Theta > 100$ по формуле: $x = (\Theta - 100) / 540$, где 540 — скрытая теплота парообразования при 100°C . Однако нельзя строго разграничить дебиты воды и пара при одной и той же температуре 100°C . При определенном сечении термовыводящего канала в воде может возникнуть прерывистое кипение, что ведет к периодическому излиянию пара и воды, характерному для гейзеров.

Когда гейзер неактивен, грифон заполнен водой, которая во всем канале имеет температуру ниже точки кипения при соответствующем давлении (100°C на поверхности, 120°C на глубине 10 м, 135°C на глубине 20 м и т.д.). Но подток с глубины более горячей воды вызывает постепенное прогревание водяного столба гейзера. Наступает момент, когда начинается кипение, приводящее к снижению плотности воды, падению давления и интенсивному парообразованию, вследствие чего часть воды выбрасывается на поверхность. Вместе с водой извергается пар, что приводит к ослаблению водяной струи и ее частичному охлаждению в связи с эффектом испарения и нарушению равновесия между водяным столбом и грифоном. Можно представить осложнение процесса, обусловленное, например, наличием боковых каналов, по которым поступает холодная вода или пар под другим давлением. Теплопроводность пород, слагающих стенки каналов, играет определенную регулирующую роль. Однако еще далеко не полностью объяснены все особенности гейзеров (например, почему добавление мыла в грифон гейзера вызывает более позднее на несколько минут его извержение). В целом гейзер можно рассматривать как одну из форм выхода подземной воды, которая на глубине находится в жидком состоянии, хотя имеет температуру выше 100°C , циркулирует в сосредоточенном канале и нагревает его стенки, что обуславливает сокращение потерь тепла.

Тепловой режим подземных вод

Перейдем теперь к рассмотрению формирования геотермического градиента в более или менее проницаемых горных породах, не принимая во внимание сосредоточенную циркуляцию в них вод.

В зоне насыщения гидростатическое давление быстро увеличивается с глубиной. Возникают сложные гидрогеологические условия, при которых пьезометрические напоры вод различных горизонтов, разделенных водоупорными пластами, возрастают по мере вскрытия более глубоких водоносных горизонтов. Наконец на определенной

глубине давление флюида становится равным литостатическому давлению, т.е. весу вышележащих пород. Литостатическое давление имеет определенный предел, превышение которого приводит к образованию трещин и выжиманию воды. Критическое давление воды достигается при литостатической нагрузке на глубине 800–900 м. Ниже этой глубины температура воды будет оставаться практически всегда выше критической температуры (375°C , что обуславливает градиент, равный $1^{\circ}\text{C}/2,5\text{ м}$), хотя вода будет сохраняться в жидком состоянии. Однако в условиях, при которых давление флюида приближается к литостатическому, может сложиться положение, когда трещиноватость обеспечивает подъем флюида к поверхности и его вскипание при падении давления и температуры. Таким примером служит геотермальное месторождение Гейзеры в штате Калифорния (США), залегающее в мощной францисканской толще верхнего палеозоя, в которой давление флюида почти равно литостатическому давлению [1]. Месторождение связано с зоной повышенного геотермического градиента, обусловленного влиянием гипотетического глубинного батолита, и с зоной пониженного давления флюида, вызванного непрерывными эксгаляциями из этого батолита или по трещинам, сформировавшимся независимо от него.

Не останавливаясь на сложных вопросах, ограничимся простым случаем, при котором все породы, будучи более или менее проницаемыми, вмещают воду под гидростатическим давлением, т.е. в равновесии с уровнем поверхностной или грунтовой воды, вскрываемой в колодцах на глубине нескольких метров.

Если исходить из конкретного геотермического градиента, который можно принять постоянным для упрощения расчета, легко определить рост температуры и гидростатического давления с глубиной. Для каждой глубины эти параметры довольно просто рассчитать по реальной плотности, меняющейся от соответствующих температуры и давления (см. фиг. 8). Для всех обычных значений градиента полученные величины не превышают критических, что исключает эффект парообразования.

В некоторых других случаях постоянный геотермический градиент, по-видимому, может составить $1^{\circ}\text{C}/7,5\text{ м}$. Тогда температура воды достигает критической величины на глубине 2700 м, если принять 10°C на глубине пояса постоянных температур. Уже при весьма небольшом повышении градиента можно предполагать появление неустойчивой газовой фазы. Поскольку горные породы в той или иной степени проницаемы, охлажденная вода местами опускается, а образующийся пар стремится вверх. По мере течения вниз вода встречает

все более нагретые породы и охлаждает их, причем при нагреве она частично переходит в пар. Восходящие струи пара, напротив, контактируют с менее нагретыми породами, пар охлаждается и конденсируется, причем понижение давления вызывает вынужденный дополнительный приток пара с глубины. Отсюда можно сделать вывод, что наряду с нормальным температурным профилем в горных породах образуются термические аномалии, т.е. либо зоны прогрета с восходящими потоками пара, либо охлажденные зоны с нисходящими потоками воды.

Подобный конвективный режим может установиться как в условиях средних температур, так и при критической температуре, когда еще испарение не начинается. В надкритическом состоянии, но близко от критической точки плотность флюида очень быстро изменяется с температурой, поэтому возникновение конвекции не вызывает сомнения в породах с заметной проницаемостью. Такая конвекция должна прогрессивно ускоряться. Более холодная нисходящая ветвь попадает в надкритические условия, тогда как восходящая ветвь может достигнуть и пересечь критическую точку. В таком случае она будет представлять поток пара, имеющего большую разницу в плотности с водой и сохраняющего скрытую теплоту своего образования. Пар стремительно движется вверх и, конденсируясь, охлаждает вмещающие породы.

Таким образом, конвективные потоки, проявление которых неизбежно, если градиент соответствует достигнутым критическим условиям, принимают форму, с одной стороны, охлажденных струй нисходящей воды, весьма плотной в докритических условиях, и, с другой стороны, восходящих потоков пара, которые должны быстро достигнуть верхних горизонтов горных пород.

Низкая плотность пара по сравнению с водой определяет разность давления, которая является движущей силой рассмотренной циркуляции.

Прежде всего мы не знаем точно объем сообщающихся конвективных ячеек. Если они мелкие и многочисленные, то могут возникнуть условия, когда в одних ячейках конвекция развивается быстрее, чем в других. Однако конвекция мелких ячеек может быть перекрыта конвективной деятельностью более крупных ячеек. Можно предполагать, что наиболее интенсивные потоки пара формируются в небольшом числе крупных ячеек.

До сих пор не известна глубина, где преобладают надкритические условия. Считается, что погружающаяся относительно охлажденная вода нагревается за счет тепла горных пород в местах повышенных тепловых потоков. Затем вода переходит без смены фазового состоя-

ния в восходящее движение при снижении давления, причем в области надкритических давлений могут появиться отдельные струи пара. На участках погружения отмечают перепады температуры в связи с разной скоростью течения воды. И хотя вызванные ими изменения плотности незначительны, вполне вероятно тенденция увеличения скорости циркуляции. На глубине скорость должна быстро достигнуть более или менее постоянной величины.

Изложенные данные приводят к выводу, что при увеличении регионального теплового потока до 4–5 мккал/с·см², особенно в хорошо проницаемых породах, температурный градиент, формируемый кондуктивным потоком, не имеет существенного значения. Это относится главным образом к континентам, ибо в океане, где давление под слоем воды превышает критическое, кондуктивный тепловой поток может достигать более высоких значений. Выделяются многочисленные относительно разветвленные зоны подъема пара, в которых градиенты давления, соответствующие плотностям пара, довольно низкие и не только не обеспечивают большие дебиты, но, напротив, заметно способствуют потерям напоров. По мере подъема и достижения холодных пластов пар охлаждается, конденсируется, и зона охлаждения все больше и больше приближается к поверхности. Конденсат пара и холодная грунтовая вода погружаются по границам паровых струй, поскольку градиент давления в этой зоне наиболее низкий. На флангах струй эти охлажденные воды непосредственно контактируют с паром, в связи с чем образуется резкий перепад температуры в горизонтальном направлении.

Постепенное погружение воды в горные породы и быстрый подъем пара с глубины могут быть сбалансированы в глобальном масштабе, однако такой процесс едва ли может считаться реальным. Наиболее существенное явление характеризуемого процесса – превращение погружающейся в надкритическую область воды в восходящие потоки пара, собирающегося в отдельные струи, – до сих пор не наблюдалось, так как не имеется еще достаточно глубоких скважин (они должны быть глубиной 3000 м) в зонах аномально высоких тепловых потоков. И соответственно представление о процессе аномального нагрева подземного пара весьма гипотетично.

Можно принять во внимание еще внедрение вулканических пород или, к примеру, формирование гранитного батолита, охлаждение которых дает значительный поток тепла в течение долгого времени. Однако при рассмотрении этих гипотез прежде всего важны петрологические данные, согласно которым кристаллизация гранитов сопровождается выделением определенного количества летучих компонентов,

растворенных в магматическом расплаве. В составе летучих преобладает вода, хотя такие компоненты, как CO_2 , Cl, S в различных формах, В и другие также содержатся в больших количествах. Часть этих летучих компонентов может захватываться восходящими паровыми струями, как это наблюдается в действительности. Кроме того, водяной пар, особенно в надкритическом состоянии, при соприкосновении с горными породами может приводить к различным процессам их изменения с выносом многих компонентов (в частности, пар растворяет имеющиеся повсюду силикаты).

Вопрос о вадозном или ювенильном происхождении пара, вскрываемого в геотермальных месторождениях, до сих пор остается дискуссионным. Пока что нет оснований считать ювенильным пар, в том числе и содержащий летучие компоненты, даже при выделении его прямо из магмы в процессе ее остывания и затвердевания. Но это не исключает возможности существования небольшой части ювенильного пара. Скрытая теплота кристаллизации гранитной магмы составляет 25–50 кал/г, а охлаждение с 200°C дает еще около 40 кал/г тепла. Полностью расплавленная магма содержит не более 10% летучих компонентов. При частичном плавлении магмы, что наиболее вероятно, общее содержание пара в летучих продуктах будет меньше. Из этих цифр, отражающих только порядок величин, видно, что одно лишь выделение летучих продуктов, содержащихся в граните, не обеспечивает выноса тепла, высвобождающегося при охлаждении. Это тепло, вполне вероятно, повышает геотермический градиент и способствует, помимо формирования соответствующего кондуктивного потока, возникновению конвективных потоков вадозных вод.

Развитие конвекции вблизи земной поверхности

Конфигурации термальных полей с выходами паровых струй, выносящих большое количество конвективного тепла локальных аномалий, по меньшей мере в 4 раза превышающих нормальный кондуктивный поток, контролируются геологическими структурами.

У поверхности выходящий из недр земли пар имеет очень высокую скорость, поскольку его малая плотность вызывает резкое падение градиента давления. Это приводит к быстрому выделению глубинного тепла. Боковые воды, проникая в геотермальное месторождение, охлаждают горные породы и способствуют конденсации пара. Можно рассчитать температурный режим, при котором породы будут полностью залиты водой, имеющей температуру кипения при данном давлении; в момент уравнивания давления воды и образующегося пара вода становится практически неподвижной. Однако, как

только появится первый пузырек пара, он будет стремиться вверх даже через малопроницаемые породы. Исследования геотермальных месторождений в Новой Зеландии подтвердили такое распределение температур в породах, содержащих воду в жидкой фазе, что отражено на многих типичных температурных профилях.

Геотермальные зоны, для которых характерны эти условия, имеют четкие границы и резко отделяются от соседних зон с более повышенным и постоянным геотермическим градиентом. В геотермальных зонах, начиная с глубины примерно 500 м, температура перестает повышаться, что обусловлено внедрением боковых холодных вод.

Подобное распределение температуры характерно для пород, в которых пласты резко различаются по своей пористости и проницаемости, как это видно на примере месторождений Новой Зеландии. Монолитные породы, проницаемость которых определяется сильной трещиноватостью, образуют на месторождениях эксплуатируемые резервуары или коллекторы горячих вод.

Накопление пара на глубине

Совершенно другие условия возникают при наличии непроницаемых пород, полностью перекрывающих геотермальный резервуар, обычно находящийся в грабенообразной структуре. Примером такого резервуара служит месторождение Лардерелло в Италии, сложенное в целом карстовыми породами триаса и нижней юры. Эти толщи залегают на неровном горстовом поднятии кристаллического основания и перекрыты непроницаемыми сланцевыми глинами олигоцена. В результате такого перекрытия, представляющего собой тектонический надвиг, пар накапливается в резервуаре. В процессе местного охлаждения, вызываемого конденсацией пара, вода стекает вниз и заменяется паром глубинного происхождения, все еще сохраняющим условия насыщения, — в Лардерелло его температура равна 240°C при давлении 35 бар. Поскольку его плотность значительно ниже, чем плотность воды, давление и, следовательно, температура изменяются очень мало с глубиной. Стенки трещин и карстовых полостей, заполненных паром, имеют одинаковую с ним температуру, но вместе с тем установлено, что и вся масса плотных трещиноватых пород нагрета в такой же степени. Скважины показывают устойчивый тепловой режим, характеризуемый градиентом порядка $1^{\circ}\text{C}/8\text{ м}$ и нарушаемый лишь на некоторых участках в породах триаса, по-видимому, вследствие влияния близких, но не сообщающихся трещин, заполненных паром. Особенности строения геотермальных месторождений и сохранения в них природного пара определяются их геологическим возрастом.

Происхождение и время формирования геотермальных месторождений

Имеющиеся представления о происхождении геотермальных месторождений показывают, что генерирующие их процессы в современную эпоху не обязательно должны быть активными. Очевидно, что геотермальные месторождения формируются там, где пласты горных пород насыщены водой при температуре кипения в условиях местного давления. Однако накопление мигрирующего глубинного пара под непроницаемой кровлей, обеспечивающей достаточную герметизацию резервуара, может продолжаться в течение значительного времени.

Скважины в Новой Зеландии, которые должны были непосредственно вскрыть глубинные породы, питающие месторождение теплом, не дали ожидаемого количества пара. Возник вопрос, с чем связано это явление.

Для решения проблемы происхождения глубинного тепла эксплуатируемых месторождений понадобилось проанализировать приповерхностные термоявления, рассмотреть вулканические эксплозии с учетом анализа их состава. Было принято во внимание наличие лакколита или батолита, охлаждение которых обеспечивает теплом месторождение очень длительное время. Было также учтено присутствие системы даек, в отдельных случаях маломощных и охлаждающихся сравнительно быстро, но дающих некоторое количество пара. Были изучены многочисленные вулканические извержения, которые показали, что связанные с ними термоявления не постоянны во времени, периоды их активности продолжаются от нескольких дней до нескольких недель и сменяются годами покоя. (Поэтому еще рано говорить о возможности прямого использования энергии вулканических извержений.) Каждый из этих факторов мог бы рассматриваться как определяющий формирование геотермальных месторождений (расход тепла этих месторождений обеспечивается огромной тепловой мощностью горных пород). Однако мы не можем сказать, происходит ли это за счет высоких температур, обусловленных возможным воздействием батолита или крупного лакколита, или же за счет высокотемпературных струй глубинного пара, сопутствующих вулканическим извержениям. Тем не менее это должен быть определенный механизм, обеспечивающий накопление значительного количества тепла в горных породах и способный создать мощное геотермальное месторождение.

Необходимую информацию об устойчивости месторождения можно получить, опираясь на данные о его происхождении и времени формирования. Действительно, если месторождение не получает теплового

питания, хотя бы конвективного, разгружающегося через поверхностные термопроявления: гейзеры, паровые струи, парящие почвы и т.п., то обычная теплопроводность должна привести к постепенному снижению температуры и деградации месторождения. Расчет времени этого охлаждения позволит определить период, в течение которого деградировавшее месторождение испытывает обновление в связи с притоком новой порции тепла.

Для проведения расчета месторождение рассматривают как бесконечное в горизонтальном направлении и характеризуемое температурой как функцией глубины. На температурном профиле дается распределение нормального геотермического градиента, обусловленного кондуктивным тепловым потоком, и выводятся температуры, соответствующие реальному температурному профилю. Это нужно для того, чтобы определить на месторождении тепловые аномалии, в пределах которых снижается влияние кондуктивного тепла.

Предположим, что температура поверхности остается постоянной и условно приравняется к нулю. Для этого достаточно продолжить температурный профиль симметрично над поверхностью земли, но с обратным знаком чисел, чтобы удостовериться в постоянстве температуры на ее уровне. Затем применим формулу, определяющую диффузию тепла, начиная с первоначальной отметки на оси z в слое минимальной мощности dz при температуре $T(z)$, и дающую нам температуру на z_0 :

$$\Theta = (1/\sqrt{4\alpha\pi t}) \int_{-\infty}^{+\infty} T(z) \exp [-(z - z_0)^2/4\alpha t] dz. \quad (4.2)$$

Из этой формулы получим все значения градиента в любой точке, начиная с поверхности:

$$\left(\frac{\partial \Theta}{\partial z} \right)_0 = (1/\sqrt{4\alpha\pi t}) \int_{-\infty}^{+\infty} T(z) \exp [-(z - z_0)^2/4\alpha t] 2(z - z_0) dz/4\alpha t. \quad (4.3)$$

Расчет действительного температурного профиля $\Theta = T(z)$ должен быть проверен многоступенчато путем замены интеграла суммой нескольких предельных величин. Для этого примем

$$(z - z_0)/\sqrt{4\alpha t} = s, \quad (4.4)$$

$$I_1(s) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^s \exp(-s^2) ds, \quad (4.5)$$

$$I_2(s) = \int_{-\infty}^s \exp(-s^2) s ds, \quad (4.6)$$

откуда следует, что $I_1(\infty) = 1$; $I_2(\infty) = 0$. Тогда формулы (4.2) и (4.3) будут иметь вид

$$\Theta = \int T(z) dI_1, \quad (4.7)$$

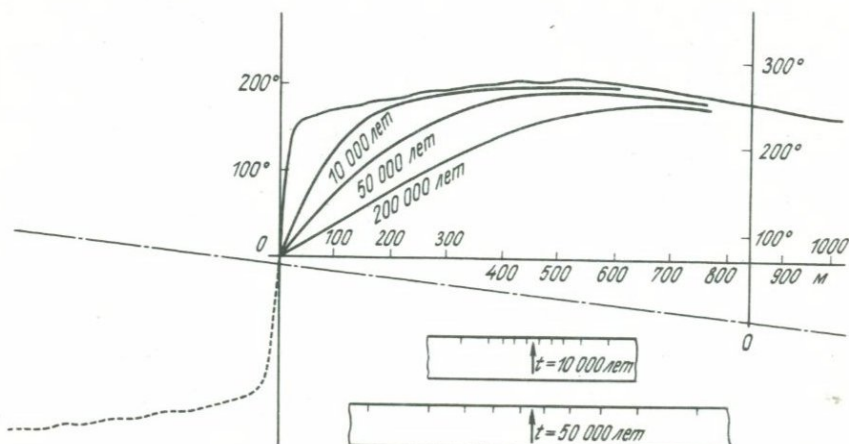
$$\frac{\partial \Theta}{\partial x} = (1/\sqrt{4\alpha\pi t}) \int T(z) dI_2. \quad (4.8)$$

Распределим $d(l)$ с постоянным приращением, например на 0,1, и примем 10 значений s выше соответствующих интервалов, равных s_1, s_2, \dots, s_{10} . Достаточно взять среднее из 10 значений T , чтобы значения z соответствовали s_1, \dots, s_{10} , и выбрать значение t . При среднем градиенте его надо разделить на $\sqrt{4\alpha\pi t}$.

При $N = 10$ получим: $s_n = \pm 0,088, 0,273, 0,476, 0,732, 1,163$, а при среднем градиенте: $s_n = \pm 0,324, 0,597, 0,832, 1,097, 1,520$.

На графике откладывают температуру, начиная с момента охлаждения месторождения, последовательно уменьшая ее в соответствии с нормальным градиентом, и дополнительно проводят симметричный условный профиль над поверхностью земли. Для определения зависимости температуры $T(z)$ от времени t приводят значения $z - z_0$ в соответствие с s_n и, подставив в расчет значение z_0 , получают 10 значений T , средняя температура которых даст температуру в z_0 во время t .

Если рассчитано изменение температуры на данной глубине и градиент на поверхности, то можно построить температурный профиль как функцию $\lg z$ и рассчитать также значения z , соответствующие величине s_n и меняющие во времени свой масштаб как $\frac{1}{2} \lg t$.



Фиг. 9. Расчет изменения температурного профиля со временем в скважине 48 месторождения Уайракей (Новая Зеландия).

На фиг. 9 показан результат расчета изменения температурного профиля для скважины 48 геотермального месторождения Уайракей (Новая Зеландия). В табл. 3 сведены результаты непосредственного расчета изменения градиента на поверхности.

Таблица 3

Изменение поверхностного температурного градиента
(в °С/м) со временем на месторождении Уайракей

Настоящее время	Через n лет						
	100	200	500	1000	2000	5000	10 000
5,0	1,5	1,09	0,727	0,540	0,379	0,228	0,148

Анализ этих результатов приводит к выводу, что струи восходящего пара нагревали почву до очень недавнего времени и продолжают нагревать ее, хотя количество энергетического пара геотермального месторождения едва ли превысит через 10–50 тыс. лет то количество, которое имеется сейчас. Тем не менее масса нагретой породы на глубине сохранится довольно долго и будет обеспечивать тепловые ресурсы месторождения даже тогда, когда приповерхностный градиент уменьшится и исчезнут признаки поверхностной термальной активности.

Более сложные геотермические условия характерны для месторождений типа Лардерелло, где под непроницаемой толщей пар находится при одинаковом давлении и имеет одну и ту же температуру (например, 40,5 бар и 250°C). Однако вода боковых пород находится в равновесии с давлением пара только на определенной глубине. Если месторождение охлаждается, например, на 1°C, давление насыщенного пара уменьшается на 0,685 бар и уровень равновесия между водой и паром поднимется на 6,85 м. Фактическая масса пара уменьшается, во-первых, из-за уменьшения его объема и, во-вторых, вследствие снижения давления, в связи с чем высвобождается скрытая теплота парообразования, соответствующая частичной конденсации пара.

Более точный расчет тем не менее показывает, что адиабатический эффект в этом случае должен проявляться слабо, поскольку он подавляется охлаждением массы вмещающих пород. Благодаря конвекции пара все месторождение равномерно охлаждается. Температура резервуара будет падать, начиная с его верхней части, и это может происходить гораздо быстрее, чем в месторождениях типа Уайракей.

Это особенно справедливо, когда месторождение пара находится в проницаемых породах с почти одинаковой температурой. В самом же Лардерелло пар занимает лишь трещины или карстовые полости, стенки которых прогреваются на небольшую, не совсем известную нам толщину. Учитывая данные, изложенные в гл. 3 (см. табл. 2), мы имеем все основания предполагать весьма молодой, близкий к современному возраст этого месторождения пара. В ином случае все породы между трещинами должны бы быть нагреты паром почти до одной и той же температуры.

Изменения горных пород и химия термальных вод

Как известно, горячие воды взаимодействуют с вмещающими горными породами. Химический состав этих вод определяет их лечебные свойства, присущие термальным и минеральным водам.

Прежде всего отмечается, что очень горячие воды легко реагируют с контактирующими породами. Для геотермальных месторождений Новой Зеландии характерно интенсивное гидротермальное изменение пород, поставляющих в воду растворимые элементы и прежде всего щелочные металлы, что приводит к формированию алюмосиликатных и железисто-силикатных пористых пород. Такие измененные породы привлекают в последнее время гораздо большее внимание, чем раньше.

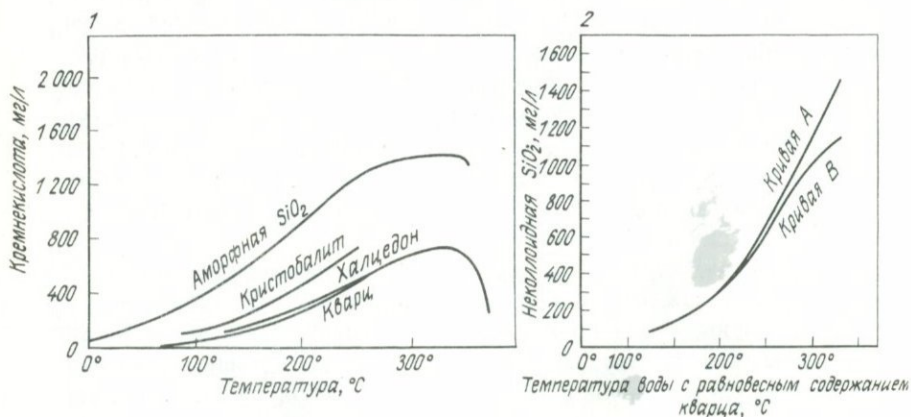
Добыча горячих минерализованных вод вызывает процесс паробразования и связанные с ним отложения минеральных осадков, которые быстро закупоривают буровые скважины. Предполагают, что аналогичные процессы могут протекать в природных условиях и приводить к закупориванию осадками термо- и паровыводящих каналов и трещин, благодаря чему образуется непроницаемый покров, способствующий сохранению месторождения. Однако этот процесс, именуемый по-английски *self sealing* ("самозакупоривание"), должен развиваться в момент вскипания минерализованной воды и происходит не в пределах месторождения пара, а лишь в его кровле, к тому же его сущность до сих пор не совсем ясна.

Химический состав воды может быть довольно надежным показателем ее происхождения и поэтому подлежит самому тщательному изучению в процессе геотермических изысканий. Наиболее точно максимальную температуру, которую имеет вода на глубине, показывает содержание растворенной неколлоидной кремневой кислоты, т.е. той ее части, которая не выпадает при охлаждении [6]. Растворимость как кварца, так и аморфной кремнекислоты быстро возрастает с температурой вплоть до 300 °С, причем давление пара сохраняется на

одном уровне с гидростатическим давлением или немного превышает последнее в области очень высоких температур. Можно добавить, что при температуре, соответствующей данной глубине, наличие кварца в породах определяет равновесное содержание кремнекислоты в воде. По мере подъема к поверхности вода охлаждается и частично испаряется, что приводит к повышению концентрации кремнекислоты в пропорции поддающейся расчету (мало вероятно, что образовавшийся пар остается в постоянном равновесии с водой, ибо это приведет к снижению энтропии обеих фаз, скорее он диффундирует в боковые породы, охлаждающее влияние которых приводит к постоянной энгалпии).

Вблизи поверхности вода вступает в контакт с аморфным кремнеземом, но растворяет его столь мало, что общее содержание кремнекислоты в воде, охлажденной до 100°C и меньше, может служить достаточно точным показателем первоначальной температуры. Если первоначальная температура воды была выше 210°C , содержание SiO_2 в ней после снижения температуры может оказаться выше предела насыщения и кремнезем выпадет в осадок в грифоне источника, что, естественно, повлияет на точность оценки температуры (фиг. 10).

Другие предложенные и используемые индикаторы имеют меньшее значение, в частности отношение K/Na , которое увеличивается с температурой воды, но варьирует в зависимости от местных петрографических особенностей пород. Поэтому применимость этого метода должна быть установлена специально для каждого района.



Фиг. 10. Содержание кремнезема в воде в зависимости от температуры при необратимом падении давления (1) и при адиабатическом охлаждении (2).

В пароводяной смеси растворенные соли и газы распределены неравномерно в обеих фазах. Если пар конденсируется, связанные с ним газы выделяются, причем этот процесс не зависит от того, глубинный ли это пар или образовавшийся при вскипании воды относительно близко от поверхности.

Мы не должны забывать, что гидрохимические данные требуют очень тонкого анализа и индивидуальной интерпретации в каждом конкретном случае. И только внимательное сравнение химических составов различных вод одного и того же района с учетом петрографии вмещающих пород может служить обоснованием для определенных выводов.

ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГЕОТЕРМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ

Горячие воды термальных источников широко использовали еще в Древнем Риме для бассейнов и бань. Этот опыт распространялся и в других местах независимо от возможного лечебного эффекта вод, значение которого неоспоримо. Некоторые парижские бассейны снабжались водой с температурой 35°C из колодцев, вскрывавших горизонт зеленых песков. В средние века в Шодз-Эге, Даксе, Экс-ле-Терме воды с температурой до 80°C использовались для бытовых целей и теплофикации. В Рейкьявике и по настоящее время большую часть года все дома отапливают горячей водой вулканических источников. В Новой Зеландии на геотермальных водах работает бумажная фабрика; термы широко используются для отопления домов, отелей, животноводческих ферм и т.п.

На этом этапе применение термальных вод было ограничено местными потребностями и не могло приобрести широкого размаха, так как еще не решалась проблема превращения геотермальной энергии в электрическую, которую можно было бы передавать на большие расстояния. Поэтому добыча геотермальной энергии должна была получить соответствующую оценку. Кроме того, надо отметить, что, пока существует потребность в низкопотенциальном тепле, вполне реальна добыча геотермальной энергии без перевода ее затем в электрическую.

Все производство электрической и механической энергии осуществляется посредством тепловых процессов на основе двух первых начал термодинамики.

Известно, что механический эквивалент теплоты равен $4,18$ Дж на 1 кал. Известно также, что невозможно получить энергию за счет использования тепла при постоянной температуре его источника (в противном случае энергию можно было бы получать практически в неограниченном количестве из таких источников, как атмосфера, речная или морская вода и т.п.). Машина, производящая энергию, должна получить тепло от более нагретого тела и перевести наибольшую его

часть к менее нагретому телу и таким образом трансформировать энергию за счет разности количества тепла этих тел. Абсолютные температуры T_1 и T_2 этих тел (практически $273^\circ\text{C} + \Theta^\circ\text{C}$) находятся в следующем соотношении с их энтальпиями:

$$\frac{Q_2}{T_2} \geq \frac{Q_1}{T_1}, \quad (5.1)$$

где Q_1 – количество тепла, полученное от более нагретого тела с температурой T_1 . При этом энтропия тела, выраженная как

$$dS = \frac{Q}{T}, \quad (5.2)$$

не может увеличиться. Производимая энергия эквивалентна разности $Q_1 - Q_2$. Таким образом, производство энергии контролируется энтальпией Q_1 более нагретого тела.

Однако более холодное тело играет не менее важную роль в экономике эксплуатации геотермального месторождения. Пример месторождения Уайракей (Новая Зеландия) показывает, что для геотермальной электростанции немалое значение имеет выбор способа охлаждения пара (за счет ближайшей крупной реки Уайкато с постоянно холодной водой, за счет градирни или же за счет воздуха), поскольку, помимо стоимости охлаждающих установок, должен быть еще решен вопрос, смогут ли они при данном климате обеспечить достаточное снижение температуры.

Производимая энергия, отнесенная к теплу, полученному от более нагретого тела, соответствует неравенству

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} < \frac{T_1 - T_2}{T_1}. \quad (5.3)$$

Отношения в правой части неравенства (5.3) представляет собой термодинамическую производительность, которая, как известно, максимальна. Реальная производительность значительно ниже ее идеального предела, но это различие уменьшается с технологическим усовершенствованием тепловых машин.

Рассмотрим теоретические возможности производства геотермальной энергии. Возьмем поверхность площадью 1 км^2 в районе с тепловым потоком выше среднего для земного шара, обозначенным через m . Этот поток, $m \cdot 1,2 \text{ мккал/с} \cdot \text{см}^2$, эквивалентен энергии в $1,2 m \cdot 10^4 \cdot 4,18 \text{ Вт}$, т.е. $50 m \text{ кВт/км}^2$.

Однако, чтобы часть теплового потока превратилась в энергию, необходимо захватить его на глубине при более высокой температуре, чем на поверхности, в данном случае представляющей собой менее нагретое тело. Если геотермический градиент равен m °C/30 м, разность температуры будет $mh/30$ и термодинамическая производительность теплового потока составит $(mh/30)/(283 + mh/30)$.

Если термальный источник поставляет тепло к поверхности без потери температуры (т.е. поставляется часть теплового потока, захваченного на глубине), то эффективны любые способы реализации этого тепла, основанные на энергетическом его использовании; в частности, в Киабукуа (Катанга) источник с дебитом 40 л/с при температуре 91 °C дает 140 кВт энергии [24].

Легко подсчитать, что 1 км³ породы с температурой 250 °C при охлаждении до 200 °C высвобождает $25 \cdot 10^{15}$ кал, эквивалентных 10^{17} Дж. Если принять среднюю производительность $(225 - 30 \text{ °C})/(273 + 225 \text{ °C}) = 38\%$, можно теоретически получить 12 тыс. кВт в течение 100 лет. И хотя это выведено лишь теоретически, можно провести более точный расчет. Примем, что температура поверхности 27 °C или $T_0 = 300$ К и градиент равен 30 м °C/км, отсюда получим $T = 300 + 30mh$. Если извлечь тепло, заключенное в 1 км³ породы с температурой T , в количестве $T - dT$, то данный объем породы даст $0,5 \cdot 10^{15} dT$ кал с теоретической производительностью $(T - T_0)/T$, т.е.

$$2,1 \cdot 10^{15} \left(\frac{T - T_0}{T} \right) dT \text{ Дж}, \quad (5.4)$$

откуда общая энергия составит

$$\int_{T_0}^T 2,1 \cdot 10^{15} \frac{T - T_0}{T} dT = 2,1 \cdot 10^{15} \left[T - T_0 - T_0 \ln \frac{T}{T_0} \right] \quad (5.5)$$

или

$$2,1 \cdot 10^{15} \frac{(T - T_0)^2}{2T_0} = 1,05 \cdot 10^{15} \frac{(30mh)^2}{300} = 10^5 m^2 h^2 \text{ кВт} \cdot \text{год}. \quad (5.6)$$

Если извлечь все тепло из породы до глубины H км, можно получить теоретически количество энергии

$$(10^5 / 3) m^2 H^3 \text{ кВт} \cdot \text{год}/\text{км}^2. \quad (5.7)$$

В действительности эксплуатируются лишь зоны с повышенным геотермическим градиентом, достигающим 1 °C/10м, на малых площадях

и на небольшой глубине H . Но если распространить формулу (5.7) на всю континентальную площадь выделения тепла, т.е. на 142 млн. км², то получим энергию $4,8 \cdot 10^{12} \text{ Н}^3 \text{ кВт} \cdot \text{год}$. Принимая даже невысокий к.п.д. геотермальных установок, можно получить практически безграничные цифры, характеризующие возможности производства геотермальной энергии. Остается изучить экономическую сторону вопроса.

С точки зрения технологии эксплуатации можно выделить три типа геотермальных месторождений:

1. Месторождения чистого природного пара.
2. Месторождения пароводяной смеси, образующиеся при частичном вскипании очень горячих вод вследствие снижения давления, что позволяет использовать для производства энергии только пар.
3. Месторождения горячих вод (без парообразования), представляющие интерес для их теплового использования.

Техника эксплуатации месторождения природного пара

Классическим примером месторождения природного пара служит Лардерелло [21] в области Тоскана (Италия), где в начале нынешнего столетия было организовано производство электрической энергии, и теперь оно составляет 200 тыс. кВт.

На месторождении Гейзеры в Калифорнии (США) также получают пар на площади 25 км². Мощность электрических генераторов здесь составляет 396 тыс. кВт (данные на октябрь 1973г.) и должна быть увеличена до 600 тыс. кВт. Эксплуатируется также месторождение пара геотермальной станцией Мацукава в Японии.

Сооружение эксплуатационных скважин предопределено условиями, почти одинаковыми на всех известных объектах. Прежде чем достигнуть кровли геотермального резервуара, скважины оборудуются цементированными колоннами труб для герметизации пластов и сохранения в них давления пара. Бурение производят с постоянно охлаждаемым тяжелым глинистым раствором и наличием превентора на устье скважины для предотвращения возможных выбросов. Для захвата пара в скважины, пробуренные в продуктивные пласты, опускают пароподъемные колонны труб, снабженные фильтрами. В Лардерелло бурение в основном велось до вскрытия трещиноватых зон, насыщенных паром. В принципе можно также попытаться, используя достаточное тяжелый и холодный глинистый раствор, продолжить бурение скважины, чтобы получить из нее максимальное количество пара.

Когда скважина закончена и открыта, пар выпускается в атмосферу. За короткое время стенки скважины приходят в температурное

равновесие с паром, пар охлаждается адиабатически и достигает точки насыщения, например, при 250 °С и 40 бар. При дальнейшем адиабатическом расширении до атмосферного давления пар становится влажным и при конденсации до содержания в нем 25 вес. % воды образует мощную белую струю. Через несколько дней очень эффектного извержения струя становится прозрачной вследствие уменьшения конденсации и лишь слегка затуманивается в холодном воздухе — пар при атмосферном давлении становится сухим. Это изменение, возможно, объясняется тем, что снижение давления пара, которое начинается в резервуаре, не происходит больше в стволе скважины, а только в некоторой степени отмечается у ее устья. Пар, сначала охлажденный в скважине, снова нагревает ее стенки до прежней температуры 250 °С. Разумеется, мы не можем знать, на какое расстояние в системе трещин распространяется снижение давления при эксплуатации. Известно лишь, что снижение теплого потенциала пара компенсируется нагреванием вышележащих непроницаемых пород. За короткое время скважину соединяют с геотермальной электростанцией трубопроводом большого диаметра (дебит скважины может достигать нескольких сотен тонн пара в час, а 1 т пара занимает объем 279 м³ при давлении 7 бар), учитывая, что пар проходит по трубопроводу свободно, но без конденсации, поскольку он достаточно нагрет.

Раньше для защиты турбин от коррозии использовали теплообменники, в которых испарялась чистая вода за счет конденсации природного пара, однако это, естественно, приводило к снижению температуры и давления. В этом случае не возникало трудностей с холодильником, поскольку конденсация вторичного пара осуществлялась при низкой температуре и очень малом давлении.

Впоследствии на турбинах были сконструированы стальные лопатки, устойчивые против коррозии от природного пара. Но газ, содержащийся в паре (5 об. % в Лардерелло, 1 — 2 об. % в Гейзерах; эти цифры затем уменьшились до 0,5 об. % вследствие дегазации месторождений при их разработке), накапливается в холодильнике и увеличивает давление в нем, поэтому газ необходимо откачивать насосами. Несмотря на это, давление в холодильнике никогда не бывает таким низким, как в случае системы с вторичным теплоносителем.

Третий вариант, наиболее простой, применимый при малых дебитах и понижении температуры до уровня 100 °С, состоит в выбросе пара из турбины прямо в атмосферу. Он используется иногда лишь временно в передвижных турбинах с целью использования продуктивных скважин до подсоединения их к геотермальным электростанциям.

Методы эксплуатации месторождений природного пара

К турбине обычно подводят пар из нескольких скважин. В целом же на месторождении сооружают несколько разграниченных систем трубопроводов для питания разных турбин, которые могут работать под разным давлением, или, наоборот, сооружают один общий коллектор, позволяющий питать несколько турбин. Но во всех случаях турбины рассчитаны на определенное давление пара на входе в турбину, которое немного превышает давление в устье скважины. Это дает возможность автоматически регулировать мощность турбины в зависимости от количества потребляемой энергии. При этом возникают случаи, когда в процессе эксплуатации давление на входе в турбину значительно отклоняется от предусмотренного. Тогда нормальный режим работы электростанции обеспечивается или максимальным повышением производительности скважины при относительно низком росте давления или резким повышением давления пара при минимальном дебите скважины.

Однако при получении рабочего пара, который извлекается из пород и потребление которого на месторождении ограничено, часто приходится жертвовать максимальной производительностью скважины ради более длительной эксплуатации месторождения. Местоположение электростанции следует выбирать с учетом давления на входе в турбину (или суммарного давления, если речь идет о двух группах скважин, более или менее продуктивных и питающих разные турбины). Этот выбор требует точных расчетов и знания условий производительности как существующих, так и вновь сооружаемых скважин. На практике же станция часто работает при более низких давлениях, чем проектные, рассчитанные, по-видимому, на слишком большие давления и, следовательно, на более крупную станцию в соответствии с ожидаемой продуктивностью скважин.

Потребность в эксплуатации месторождений природного пара влечет за собой увеличение дебита и количества скважин, а при наличии возможностей и расширение разрабатываемых участков месторождения. Новые скважины также необходимы в связи с тем, что, как показывает опыт, производительность каждой скважины уменьшается со временем — приблизительно наполовину за 2 — 3 года, хотя точные данные не публикуются. Это можно объяснить тем, что тепло горных пород, затрачиваемое на нагревание пара, постепенно истощается по мере развития фронта охлаждения в трещинах, из которых пар поступает в скважины.

Месторождения пароводяной смеси

К данному типу относится месторождение Уайракей в Новой Зеландии [17], эксплуатируемое геотермальными станциями мощностью 175 тыс. кВт. Эксплуатации месторождения благоприятствует близость реки Уайкато, текущей с большим расходом из оз. Таупо. Геотермальные станции построены на берегу реки, обеспечивающей прекрасные условия функционирования холодильников. Однако такие условия привели к необходимости удлинения паропроводов, и, кроме того, они препятствуют развитию новых, удаленных, хотя и перспективных участков месторождения.

Вскрытие скважинами месторождения, температура воды которого соответствует точке кипения при соответствующем давлении на глубине, не вызывает катастрофических извержений, если буровой раствор немного охлажден, но при этом требуется возбуждение скважины для ее фонтанирования после бурения. Опыт новозеландских инженеров показал, что цементация внешней колонны обсадных труб не нужна, тогда как на поверхности требуются устройство для быстрой откатки станка от устья скважины и мощный превентор, который, правда, не всегда может пригодиться. Для каптажа пароводяной смеси как в разведочных, так и в эксплуатационных скважинах опускают на необходимую глубину водоподъемные колонны с фильтрами.

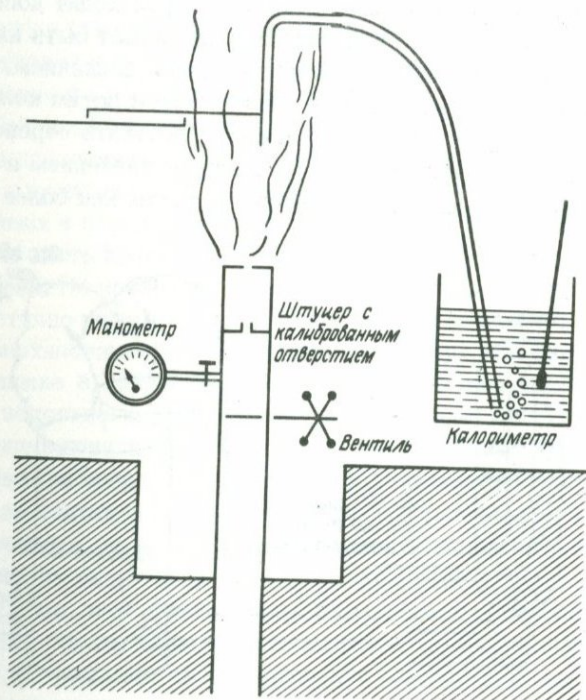
В течение трехмесячного покоя скважины, когда задвижка на устье перекрыта, в скважине устанавливается температурное равновесие пород и глубинной воды. При этом, однако, может накопиться газ, который в смеси с паром занимает некоторое пространство под задвижкой, хотя давление газа остается неизвестным.

После измерения температуры в стволе скважины приступают к испытанию ее производительности. Если накопился пар, достаточно открыть задвижку, как давление падает и весь столб вскипаемой воды извергается из скважины вместе с оставшимися в ней обломками пород. Если скважина не фонтанирует, надо ее возбудить путем откачки воды эрлифтом с определенной глубины.

В процессе фонтанирования скважина дренирует резервуар трещинных вод, в который опущена колонна труб с фильтром, и часть этой воды превращается в пар в связи с падением давления при умеренном снижении температуры. Долю испаряющейся воды в весовых единицах легко рассчитать, если взять ее начальную температуру Θ_1 , температуру кипения Θ_2 при данном давлении в скважине и скрытую теплоту парообразования L при данной температуре. Доля пара x выводится из уравнения $xL = (\Theta_1 - \Theta_2)$. Хотя эта доля намного ниже единицы

(чаще всего 0,25), объем пара очень велик по сравнению с водой. Пар образует конденсированное облако в струе, вырывающейся из скважины с очень большой скоростью. Это наблюдается, когда устье скважины открыто и оборудовано задвижкой, обеспечивающей необходимое противо-давление.

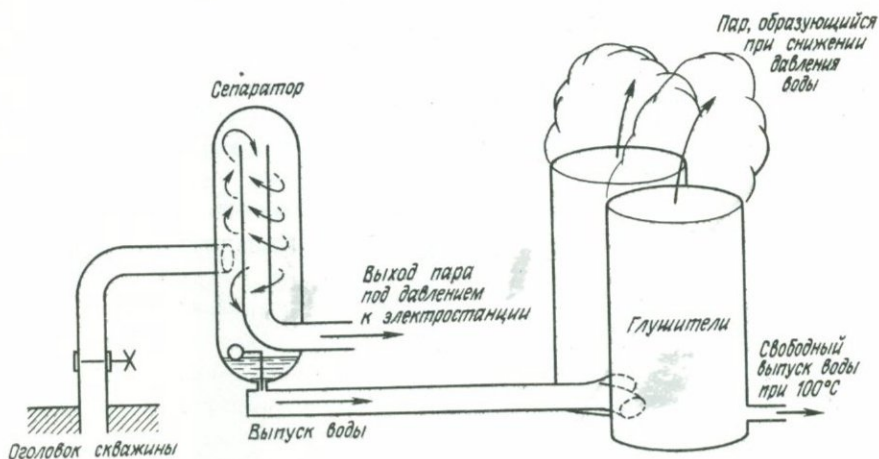
Если скважина дает перегретый пар, как в Лардерелло, дебит может быть определен методом, приемлемым для газа, т.е. путем замера разности давлений при выходе из штуцеров разного диаметра или с помощью замера давления на вершине конуса, насаживаемого на скважину, со свободным выходом газа через него в атмосферу (по принципу трубы Вентури). Но этот метод не подходит для влажного пара. В Новой Зеландии для измерения производительности устье скважины оборудуется калиброванным (с изменяющимся диаметром) штуцером, или "соплом" (фиг. 11), обеспечивающим противо-давление. Давление измеряют на устье скважины перед штуцером, а дебит и



Фиг. 11. Оборудование скважины калиброванным штуцером для измерения ее производительности.

содержание пара в смеси — за штуцером, т.е. после нового вскипания, которое увеличивает долю пара. Для определения этой доли уменьшают диаметр штуцера и конденсируют пар в калориметре с холодной водой. Калориметр служит для измерения разностей массы и температуры, откуда вычисляют пропорции воды и пара. Суммарный дебит периодически определяют по соотношению расходов через открытое устье скважины и через калиброванный штуцер, который позволяет определить изменение производительности скважины в зависимости от давления на ее устье и обоснованно выбрать необходимый режим эксплуатации.

В целях эксплуатации необходимо, кроме того, отделить пар от воды. Это делают с помощью вертикального цилиндрического циклонного сепаратора (фиг. 12), в который тангенциально направлена пароводяная струя. Пар, собирающийся в осевой части сепаратора, поднимается вверх, а вода стекает вниз. Ее температура меняется с давлением, в данном случае эксплуатационным, но всегда остается выше 100°C . При расширении пара в сепараторе происходит дополнительное вскипание воды, причем образующийся пар может быть направлен для использования в другой коллектор с меньшим давлением. Продуктивные скважины в Уайракей подсоединены к двум сетям коллекторов с разным давлением, в связи с чем легко осуществить перевод дополнительного пара из сепараторов сети с высоким давлением в сеть с низким давлением. Однако этим пренебрегают, так как более простым



Ф и г.12. Схема эксплуатационного оборудования оголовка скважины в Уайракей (Новая Зеландия).

и экономичным способом для увеличения продуктивности считается бурение новых скважин.

Соответственно можно было бы использовать пар, образующийся при расширении воды при снижении ее давления до атмосферного (если расположить холодильник после турбины), а также тепло воды с температурой ниже 100°C , о чем будет сказано дальше. Но подобная рекуперация не проводится в Уайракей, где вода охлаждается до температуры, превышающей 100°C (до температуры 160°C , при которой количество образующегося пара достигает 15%). Процесс расширения отводимой перегретой воды и дополнительного парообразования сопровождается шумом, который поглощается в специальных глушителях, имеющих форму двух соединенных между собой вертикальных цилиндрических баков, путем ввода в них воды в тангенциальном направлении. Пар выходит из баков в воздух и при конденсации образует мощные белые клубящиеся облака.

Изменение месторождения в процессе разработки

Выше уже говорилось, что в начале эксплуатации вода месторождения вскипает непосредственно в скважине. В дальнейшем наблюдаются различного рода изменения условий производительности скважин. В Уайракей они сводятся к тому, что в течение долгого времени снижение давления распространяется до верхних частей месторождения, что влечет за собой частичное парообразование за счет вод, присутствующих в породах. Ясно, что каждая частица пара устремляется в верхнюю часть проницаемого резервуара на контакте с непроницаемой кровлей. Но последняя не может быть абсолютно непроницаемой, и пар частично инфильтруется через нее, в результате чего образуются поверхностные термопроявления: гейзеры, парящие почвы и т.п. (привлекавшие в Уайракей туристов еще до геотермальных изысканий), которые вопреки ожиданиям в процессе эксплуатации скважин развиваются еще интенсивней. Дело в том, что доля пара в пароводяной смеси скважин возрастает не только в результате вскипания, но и вследствие контакта с породами, обладающими тепловой инерцией и поставляющими тепло, которое способствует парообразованию, по мере того как их захватывает фронт снижения давления в месторождении. Очевидно, этот фактор весьма благоприятствует эксплуатации.

Однако трудно предугадать, на какое расстояние от скважин может распространяться парообразование в породах. Если принять первичную их проницаемость и развитие парообразования от стенки пробуренной скважины, то при одном и том же расходе теплоносителя

(т.е. суммы объемов воды и пара) и его вязкости градиенты давления должны быть значительно более высокими в области развития пара, чем в воде, причем давление пара может возрасти до такого предела, что породы — в Уайракей это туфы и довольно рыхлые вулканические пеплы — взрываются при парообразовании. И хорошо, что это происходит в незакрепленных фильтровыми колоннами скважинах, из которых струи пароводяной смеси часто выносят обломки пород.

Вместе с тем несомненно, что продуктивности скважин больше способствует развитие открытых трещин, чем проницаемость самой породы. Естественно, что в трещинах, легко сообщающихся со скважиной, вода будет пульсировать при парообразовании, и этот процесс приводит к образованию сети вторичных трещин, в которых, как в первичных трещинах, вода будет замещаться паром.

Наилучшие условия эксплуатации складываются в том случае, если коллектор заполнен в верхней части паром и сеть трещин вскрыта скважинами. Парообразование тогда осуществляется в коллекторе, и в определенных пределах можно добывать только пар со всеми преимуществами, о которых говорилось выше. Это позволяет решать проблемы дополнительного получения тепла за счет остаточной энтальпии воды; кроме того, с этим связано улучшение условий восполнения водных запасов месторождения. Ведь парообразование воды, насыщающей породу с пористостью 10%, снижает температуру среды на 90 — 80 °С, что примерно соответствует количеству извлекаемого тепла при разработке месторождения.

Технологические достижения при эксплуатации нефтяных скважин могут быть с успехом применены в разработке паровых и водяных геотермальных месторождений. Предстоит решить еще много вопросов, и в частности вопрос, касающийся развития процесса парообразования в сети трещин геотермального резервуара.

Использование пара

Пар, поступающий в сепараторы, направляют в турбины по специальным трубопроводам. Будучи насыщенным, пар постоянно конденсируется, причем вода стекает в пониженные места трубопроводов и должна автоматически сбрасываться. Установлено, что поведение воды и пара в одном и том же трубопроводе может быть нестабильным, и этого надо избегать.

Способ использования пара на электростанции, оборудованной турбинами и холодильниками, не отличается какими-либо нововведениями. Надо отметить, что тот и другой способы, описанные выше,

основаны на получении пара из групп многих скважин, подсоединенных к соответствующим трубопроводам, причем эти эксплуатационные комплексы характеризуются разными давлениями, фиксируемыми на выходах работающих турбин. Поэтому конкретно не известно, из какой скважины поступает используемый пар, что представляет большое неудобство, так как невозможно своевременно учесть снижение дебита отдельных скважин. Необходимо проводить периодические, не менее одного раза в месяц, замеры параметров, при которых каждая скважина дает пар.

При характеристике проектов разработки геотермальных источников первостепенная проблема, на которую указано выше, состоит в выборе эксплуатационного давления. Другая проблема связана с числом и расположением электростанций; наиболее целесообразны сокращение длины дорогостоящих паропроводов и ликвидация утечек пара, а также сосредоточение генераторов и использование более мощных и, следовательно, более экономичных групп скважин.

Экономические соображения также должны учитываться при выборе мощности турбин и генераторов. К примеру, в Гейзерах (Калифорния) первая турбина имела мощность 14 тыс. кВт, затем 28 тыс. кВт, а в конце 1975 г., когда суммарная мощность составила 600 тыс. кВт, но не достигла еще предельных возможностей разработки месторождения, работало несколько станций, на каждой из которых было установлено по две турбины мощностью 55 тыс. кВт. В целом же применяемая схема эксплуатации месторождения и выбор количества и мощности турбин определяются местными условиями, и в частности возможностями водяного охлаждения.

Использование энергии термальных вод

Разработка месторождений термальных вод особенно не отличается от разработки геотермальных месторождений других типов. Геотермически возможно вызвать парообразование воды с температурой ниже 100 °C на выходе из турбины при наличии мощного холодильника. На этом принципе работала небольшая электростанция в Киабуква. Для отопления города Рейкьявика используют воду с температурой 140 °C без парообразования методом ее подачи в разводящие сети под давлением, для чего устанавливают в скважинах на довольно большой глубине насосы, обеспечивающие давление воды на устьях не менее 3 атм. Горячая вода из скважин поступает в теплообменники для нагревания отопительной воды или воды в бойлерах.

Для выработки электрической энергии созданы низкопотенциальные турбины, функционирующие при низком давлении пара, поддерживаемом

с помощью компрессоров. Машины подобного типа работают в замкнутом цикле с двумя системами теплообмена соответственно в нагревателе и холодильнике, с подачей пара в турбину инжекторами. Для данных машин в качестве теплоносителя вполне применима легколетучая жидкость, например вода, но, поскольку давление водяного пара, соответствующее его рабочей температуре, очень велико, используют хлорэтил (на одной из станций под Пекином в Китае), а также изобутан, изопропан, фреон и аммиак. Эксплуатация таких установок при сохранении их герметичности позволяет не только вырабатывать механическую или электрическую энергию, но и получать холод за счет геотермальной энергии, что в настоящее время широко практикуется.

Однако расчетная производительность низкопотенциальных турбин остается сравнительно ограниченной в соответствии со вторым началом термодинамики и зависит от вида применяемого теплоносителя. Стоимость теплообменника в целом прямо пропорциональна его мощности и сильно увеличивается при стремлении уменьшить температурный перепад между входящим первичным и выходящим вторичным теплоносителями. При проектировании таких установок исходят из оптимальных условий их стоимости и производительности. Но это еще не означает, что стоимость установки всегда находится в прямой зависимости от развиваемой ею мощности.

Во всех случаях, когда возникает необходимость использования низкопотенциальных теплоносителей для теплофикации зданий или некоторых промышленных целей, например для опреснения морских вод или рассолов (последние могут быть связаны с геотермальными источниками), весьма целесообразно непосредственно использовать тепло воды, извлекаемой из геотермальных месторождений, вместо его преобразования в электрическую энергию. Для отопления тепло термальных вод рассчитывают в количествах, пропорциональных сопротивлениям проводящих материалов и сред. В этом случае, хотя затрата тепла для производства электрической энергии и сокращается в соответствии с увеличением расхода источника, производимая энергия, будучи ниже термодинамической, очень мала для вод с относительно низкой температурой. То же самое получается, если применить тепловой насос для электрического отопления или для эквивалентной работы холодильника, поскольку это ведет соответственно либо к охлаждению внешней среды (атмосферы и т.п.), либо к произвольному выделению в нее излишков тепла. Такое использование вполне реально, оно лишь требует решения вопросов стоимости и производительности установок. В данном случае вопрос о стоимости охлаждающей установки не так

важен, как способ получения холода. Но сравнение стоимости тепла, производимого тепловым насосом, со стоимостью механической энергии имеет практическое значение. Оборудование для отопления водой с учетом теплопотерь отличается простотой и дешевизной. Стоимость же теплового насоса несравненно более высокая, и, поскольку практическая производительность значительно ниже теоретической, эксплуатация в целях получения электрической энергии в данном случае не оправдывает стоимости оборудования. На практике применение теплового насоса оказывается еще более невыгодным из-за экономических соображений. Тем не менее проблема теплового насоса независимо от его использования для получения геотермальной энергии связана с низкотемпературными теплоносителями и так или иначе непосредственно относится к получению электрической или механической энергии. Вряд ли здесь есть необходимость детально рассматривать вопрос о теплофикационном использовании среднетемпературных вод. Надо лишь указать на то, что при повышенной минерализации вод целесообразно применение теплообменников и что от причиняемого этими водами загрязнения можно избавиться путем совершенствования способов эксплуатации.

Использование вод естественных источников, каптируемых скважинами, не вызывает, очевидно, особых трудностей. Оно практикуется в широких масштабах в ряде стран, например в Венгрии, где горизонты термальных вод вскрыты скважинами на глубинах 1500 – 2000 м.

Закачка холодных вод

Во многих случаях условия питания глубоких горизонтов напорных вод не обеспечивают постоянных расходов эксплуатируемых геотермальных месторождений. Это привело к идее искусственного восполнения запасов этих месторождений путем закачки в пласты холодных минерализованных вод.

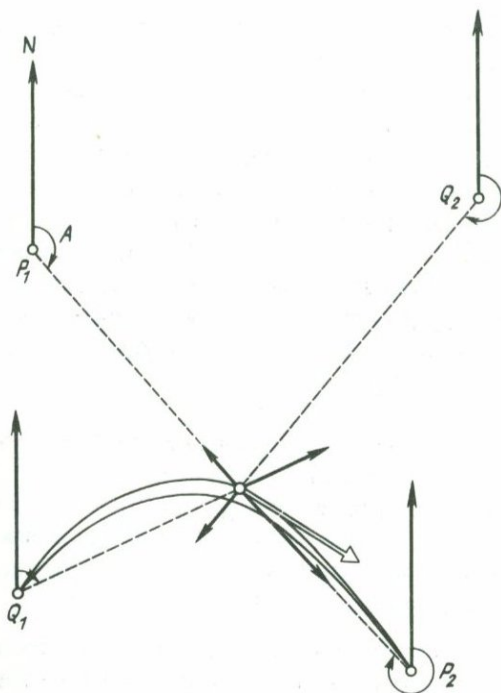
Такое восполнение может осуществляться различными способами. Проектом разработки геотермального месторождения Империял Вэлли у южной границы штата Калифорния (часть этого месторождения относится к бассейну сильно минерализованных вод оз. Солтон-Си) с мощными толщами слабопроницаемых терригенных пород предусмотрена закачка вод в вышележащие мергельные пласты, содержащие холодные воды. Нагнетание вод обеспечит лучшие условия питания более глубокой зоны развития конвекционных потоков. При этом достаточно достигнуть водоносных горизонтов с относительно умеренной температурой и не закачивать охлажденные воды в горизонты термальных вод.

Такая разработка месторождения осуществлена в Мелуне; закачка вод обеспечивает питание термальных вод, используемых для почти полной теплофикации местного городка, так что дополнительное отопление за счет угля требуется в течение лишь нескольких недель в год. Здесь, по данным изысканий геологов-нефтяников, на глубине 1800 м в толще байоса залегает хорошо проницаемый водоносный пласт с температурой воды 75 °С. Пласт вскрыт двумя скважинами, тогда как другие скважины прошли мимо него. Из одной скважины получают воду, а в другую ее закачивают после прохождения через теплообменник. Ожидаемый эффект термосифона, обеспечивающий необходимый дебит, достигается летом; в зимнее же время для закачки холодной воды используют насосы.

Перспективы эксплуатации с закачкой холодных вод

В предвидении далекого будущего эксплуатации с закачкой воды или ее осуществления в настоящее время в благоприятных условиях, как, например, в разрабатываемом месторождении Мелун, полезная площадь которого измеряется многими квадратными километрами, необходимо иметь в виду возможность охлаждения закачиваемыми водами значительного объема используемых термальных вод.

Расчет изменения температуры термальных вод может быть проведен следующим способом. Вязкость воды принимают постоянной, пренебрегая влиянием на нее изменений температуры. Это приводит к переоценке охлаждения используемой воды, потому что изменение вязкости вызывает замедление движения холодных вод, что в свою очередь увеличивает долю горячих вод в питании скважин. Гидравлический режим станет таким образом постоянным, и его легко определить (фиг. 13) для нескольких эксплуатационных скважин P_i и нагнетательных скважин Q_i , каждая из которых имеет постоянный дебит, причем суммарные расходы тех и других скважин не обязательно должны быть равными. Можно также принять постоянную циркуляцию в водоносном горизонте, которая будет эквивалентной конечному и противоположному действию двух групп скважин P и Q . Достаточно добавить, что для каждого колодца вектор единичного расхода направлен радиально и его величина обратно пропорциональна расстоянию до скважины и что суммарный расход воды между двумя пунктами прямо пропорционален углу между векторными линиями. Для каждой скважины получают единичные расходы с учетом их соответствующих направлений. Равнодействующая для каждой линии потока, пропорциональная расходу скважин и азимутальным углам векторов, постоянна.



— Фиг. 13. Принцип расчета линий водных потоков в пласте.

Данное правило показывает, что при равенстве расходов обеих групп скважин (P и Q) линии потоков представляют собой окружности, проходящие через отдельные скважины. Но можно также рассмотреть две скважины с разными дебитами, вскрывающие водоносный горизонт с постоянным расходом.

Предположительно можно провести линии потоков, смежных с одной из скважин группы P , и определить по ним длину и ширину потоков с известными расходами, которые будут обратно пропорциональны единичным расходам.

Согласно устному сообщению А. Грингартена, которому выражаем признательность за разрешение использовать представленные им расчеты, можно отдельно определить изменение температуры на пути каждого потока. Расход потока, берущего начало от скважины Q в азимутальном направлении от φ до $\varphi + \Delta\varphi$, составляет $\Delta Q = Q\Delta\varphi/2\pi$. На расстоянии l от начала потока его ширина равна $e\Delta\varphi$, а поверхность равна $s\Delta\varphi$, где $s = fe\Delta l$. При подходе к скважине P величина s достигает значения S .

Перед нагнетанием имеет место определенное распределение температуры, постоянной и равновесной тепловому потоку и условиям поверхности. Данная температура Θ_0 будет результирующей для водоносного пласта, и ее величину можно принять неизменной для всего пласта независимо от его мощности. При нагнетании холодной воды нарушение температурного режима за пределами водоносного пласта определяет теплопроводность пород и соответственно тепловой поток. И если у поверхности нарушение температурного равновесия можно принять за минимальное, то им нельзя пренебрегать в глубоких пластах.

Если принять начальную температуру Θ_0 одинаковой для всего пласта, а температуру закачиваемой воды обозначить величиной Θ_1 , то получим следующую температуру за пределами пласта:

$$\Theta = \Theta_0 + \tau(\Theta_1 - \Theta_0), \quad (5.8)$$

где $\tau(\Theta_1 - \Theta_0)$ будет обозначать тепловое воздействие, выраженное через начальную локальную температуру.

В первой стадии расчета примем условие, что водоносный пласт мощностью h сверху и снизу полностью изолирован и его удельная теплоемкость (на единицу объема) равна c . Единичный расход воды составит

$$q = \Delta Q / eh \Delta \Phi = Q / 2\pi eh. \quad (5.9)$$

Допустим, что температура остается неизменной в отрезке рассматриваемого потока и перенос тепла осуществляется не кондуктивным, а только конвективным путем. Тогда уравнение теплопроводности будет иметь вид

$$c \frac{\partial \Theta}{\partial t} = -q \frac{\partial \Theta}{\partial l} \quad (5.10)$$

или, при подстановке величины τ , заменяется выражениями

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = e \frac{\partial \Theta}{\partial s} \quad (5.11)$$

и

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = - (Q / 2\pi hc) \frac{\partial \tau}{\partial s}. \quad (5.12)$$

Решение уравнения (5.12) можно записать как

$$\tau = F(t - s \cdot 2\pi hc / Q). \quad (5.13)$$

Иначе говоря, температурное изменение благодаря нагнетанию воды распространяется по пласту в соответствии с изменением величины s . Если равномерное нагнетание холодной воды начинается со

времени $t = 0$, то тепловая волна будет сначала сжата по фронту и иметь скорость

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \frac{Q}{2\pi hc} \quad (5.14)$$

а с учетом ширины потока

$$\frac{\partial l}{\partial t} = \frac{Q}{2\pi hce} \quad (5.15)$$

Очевидно, что эта скорость значительно уступает скорости фильтрации воды. Последняя в свою очередь не слишком велика в породах, проницаемость которых определяется искривленными межзерновыми путями. При пористости $\bar{\omega}$ и максимальной скорости фильтрации воды, исходя из квазистационарного режима ее циркуляции в порах, можно указать на условный расход q , который выражается равенством

$$\frac{3q}{\bar{\omega}} = \frac{3Q}{2\pi eh\bar{\omega}} \quad (5.16)$$

и будет значительно меньше единицы при сопоставлении со скоростью тепловой волны, определяемой отношением $\bar{\omega}/3c$.

Совершенно очевидно, что при постоянной ширине потока e тепловая волна, вначале очень крутая, постепенно сглаживается. Это можно объяснить кондуктивной теплопроводностью пласта, которую можно рассчитать по уравнению (4.2). Однако диффузионное распространение тепла зависит от длины потока l и в некоторой степени от его ширины, а последнюю трудно учесть в уравнении. Другая причина сглаживания теплового воздействия, пожалуй более существенная, заключается в том, что пласт имеет переменную проницаемость, а это определяет весьма различную скорость движения воды и, следовательно, различную степень изменения температуры. Можно добавить, что диффузия приводит к выравниванию температуры при водообмене между быстрыми и медленными потоками, но это выравнивание проявляется на очень малом расстоянии, которым можно пренебречь. Итак, оба процесса носят характер диффузии, смягчают температурный профиль и приводят к установлению оптимальной температуры. При достижении последней их действие ослабляется, и величина диффузии может стать прямо пропорциональной квадратному корню из времени (см. табл. 2). Однако данные изменения прослеживаются в зависимости от фактической длины потока l , а не его поверхности s .

Несмотря на это ограничение, для расчета температурного изменения в эксплуатационной скважине P данные о последовательном

изменении фронта тепловой волны могут оказаться полезными. Для каждого отрезка времени определим долю питающего потока с меняющейся температурой, что позволит рассчитать температуру образующегося смешанного потока. Кривая изменения температуры вдоль каждого потока отражает смягчение волны только в начальной его части.

Для примера приведем расчет по двум скважинам, нагнетательной и эксплуатационной, с равными дебитами (фиг. 14). Линии потоков представляют собой окружности, и, если расстояние между скважинами равно $2E$, простой геометрический расчет показывает, что

$$S = 2E^2 (\sin \varphi - \varphi \cos \varphi) / \sin^3 \varphi \quad (5.17)$$

при $\varphi = 0$ равно $1/3$, откуда время проявления тепловой волны в скважине составляет

$$t = (4\pi E^2 c h / Q) (\sin \varphi - \varphi \cos \varphi) / \sin^3 \varphi. \quad (5.18)$$

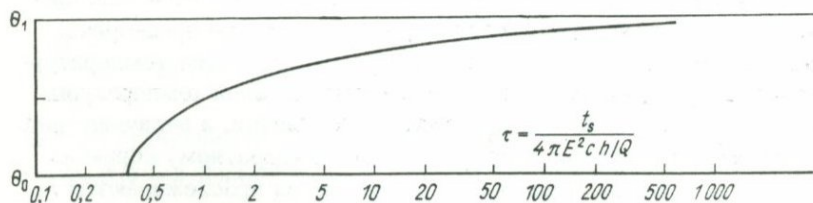
Суммарное выражение распространения теплового воздействия в зависимости от φ принимает значения, указанные в табл. 4, в которой даны также соответствующие значения τ (см. фиг. 14).

Проведем данный расчет, приняв в рассмотрение теплопроводность лишь водоносного пласта мощностью z . В ограничивающих его непроницаемых пластах теплопроводность в горизонтальном направлении не принимается во внимание и рассматривается лишь вертикальный тепловой поток. Тогда его значение примет такой вид:

$$\frac{\partial \Theta}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 \Theta}{\partial z^2} \quad (5.19)$$

или

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2 \tau}{\partial z^2} \quad (5.20)$$



Фиг. 14. Изменение температуры в изолированном водоносном пласте, вскрытом скважиной, в зависимости от времени ее взаимодействия с другой скважиной.

Таблица 4
Характеристика теплопроводности водного потока
в тонком изолированном пласте

φ^0	$t\Theta/4\pi E^2 ch$	τ
0	0,333	0
10	0,346	0,055
20	0,352	0,11
30	0,372	0,16
40	0,409	0,22
50	0,456	0,27
60	0,483	0,33
70	0,639	0,38
80	0,882	0,44
90	1,000	0,50
100	1,460	0,55
110	1,924	0,61
120	2,940	0,66
130	4,960	0,72
140	10,750	0,77
150	22,9	0,83
160	74,0	0,89
170	591,0	0,94
180	∞	1,00

При расчете теплового баланса пласта потери тепла в ограничивающие пласты составляют $2K \frac{\partial \Theta}{\partial z}$ на единицу поверхности, откуда можно записать уравнение

$$hc \frac{\partial \tau}{\partial t} + \frac{Q}{2\pi} \frac{\partial \tau}{\partial s} - 2K \frac{\partial \tau}{\partial z} = 0, \quad (5.21)$$

Если подставить значение

$$t' = t - (2\pi hc/Q) \cdot s, \quad (5.22)$$

уравнение (5.21) примет вид

$$(Q/2\pi) \frac{\partial \tau}{\partial s} = 2K \frac{\partial \tau}{\partial z}. \quad (5.23)$$

Одновременно уравнение (5.23) можно выразить в зависимости от величины $z + (4\pi K/Q) \cdot s$, и тогда получим

$$\tau = \operatorname{erfc} \left\{ [z + (4\pi K/Q) \cdot s] / \sqrt{4\alpha t'} \right\}. \quad (5.24)$$

Пересчет на реальное время t дает окончательное значение τ

$$\tau = \operatorname{erfc} \left\{ [z + (4\pi K/Q) \cdot s] / \sqrt{4\alpha t - (8\pi K h/Q) s} \right\}. \quad (5.25)$$

Таким образом рассчитывают значение температуры водного потока у скважины P , принимая $z = 0$ и заменяя величину s соответствующим значением S .

Расчет по уравнению смещения для всех потоков, питающих скважину P за счет нагнетания воды с различной начальной температурой, дает возможность получить значение температуры извлекаемой воды в зависимости от времени. Однако суммирование данных выражений по различным потокам, геометрическая поверхность S которых зависит от φ , не очень удобно.

Расчет упрощается, если водоносный горизонт маломощный или просто представляет собой открытую трещину, т.е. если можно пренебречь мощностью h . Удельная теплоемкость окружающих водонепроницаемых пород может быть в целом без большой ошибки принята почти при той же средней температуре, которую имеет водоносный пласт. Тогда имеем

$$\tau = \operatorname{erfc} (2\pi k S / Q \sqrt{\alpha t}). \quad (5.26)$$

Для численного интегрирования по $\Delta\varphi$ удобно представить

$$\tau = \operatorname{erfc} x \text{ и } \lg x = \lg (2\pi K / Q \sqrt{\alpha}) + \lg S(\varphi) - \frac{1}{2} \lg t. \quad (5.27)$$

В примере, данном выше, с двумя скважинами при одинаковом дебите

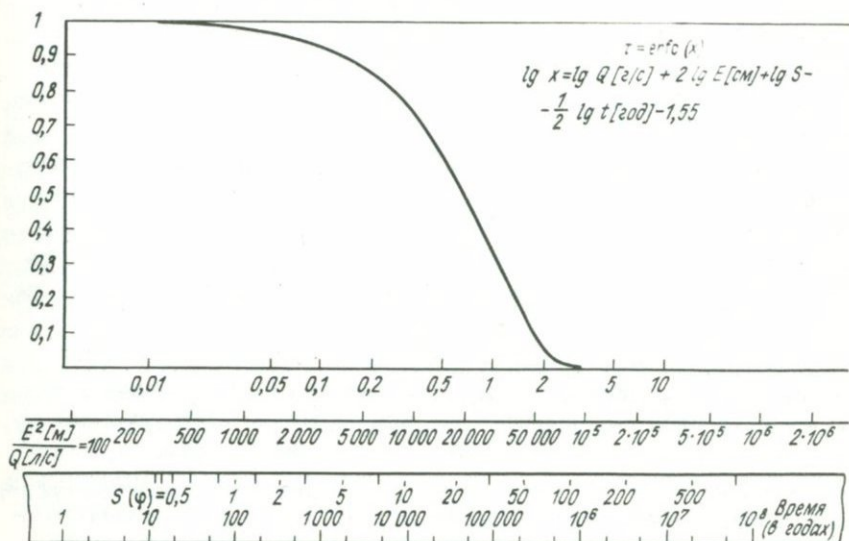
$$\begin{aligned} \lg x = \lg (2\pi K / \sqrt{\alpha}) + \lg (2 E^2 / Q) + \\ + \lg [(\sin \varphi - \varphi \cos \varphi) / \sin^3 \varphi] - \frac{1}{2} \lg t. \end{aligned} \quad (5.28)$$

Можно построить кривую значений τ как функции $\lg x$ и на этой же шкале нанести закономерно меняющиеся величины $\lg \varphi$. Смещая шкалу по величине t , можно определить различные величины τ , из которых затем достаточно вывести среднее значение.

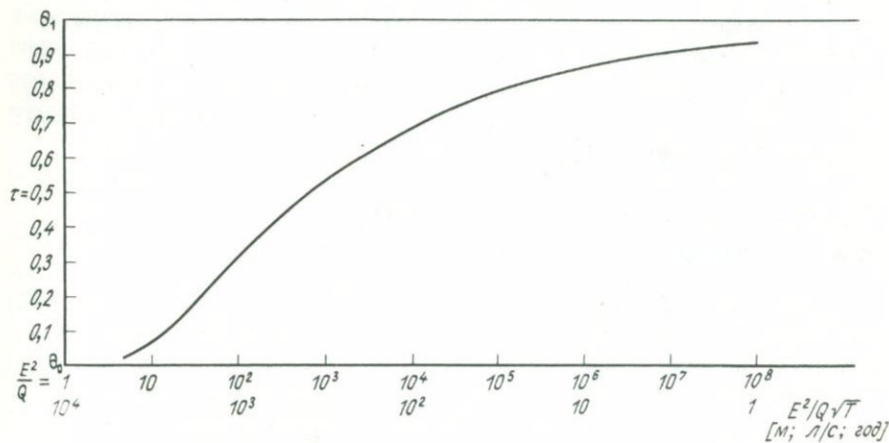
На фиг. 15 изображена шкала для рассмотренного случая двух скважин с одинаковыми дебитами. Сток воды из одной скважины разделен на 20 потоков, каждый из которых характеризуется средней линией, отвечающей азимутальным углам:

$$\varphi = 9^\circ, 27^\circ, 45^\circ, 63^\circ, 81^\circ, 99^\circ, 117^\circ, 135^\circ, 153^\circ \text{ и } 171^\circ.$$

Результат расчета показан на фиг. 16 в зависимости от времени в годах в функции $E^2/Q = 10\,000$ или непосредственно в виде $E^2/Q\sqrt{T}$.



Фиг. 15. Расчет температуры воды в горизонтальном малоэнергетическом водоносном пласте, ограниченном с обеих сторон водоупорами.



Фиг. 16. Схема процесса охлаждения водоносного тонкого пласта во времени при нагнетании воды через скважину.

Однако, если изучить конкретную сеть буровых скважин, что не так сложно, можно обнаружить, что изменения ее режима значительно более медленные, чем те, которые известны из опыта моделирования

пласта с непроницаемыми подошвой и кровлей. Это свидетельствует о том, что при нормальном тепловом потоке можно в конце концов использовать тепло более мощной толщи пород. При точном исследовании на конкретном примере следует также учитывать мощность водоносного пласта.

Итак, можно довольно уверенно предсказать долгосрочное изменение температуры в скважине и технические условия ее эксплуатации. Если в водоносном горизонте существует общее, хотя и замедленное течение, можно быть уверенным в постоянстве теплового питания. Это дает возможность точнее определить пункты для нагнетательных и эксплуатационных скважин.

Выше было показано, что изменение вязкости, которыми при расчетах обычно пренебрегают, обуславливают благоприятные условия циркуляции более нагретых вод, что соответственно улучшает их добычу. Но проницаемость горных пород обычно неодинакова, в связи с чем водные потоки также неоднородны. Как правило, наибольшая часть расхода извлекаемых вод обеспечивается за счет незначительной части этих потоков, охлаждение которых происходит быстро и сильно влияет на температуру извлекаемой воды. Поскольку, как отмечено выше, речь идет о пластах осадочных пород, можно ожидать, что колебания проницаемости будут ощущаться слабо. Если же представить существование довольно пологой и протяженной трещины, в которой даже при непостоянной ее ширине циркуляция воды окажется более предпочтительной, чем в окружающих породах, надо опасаться, что это приведет к более быстрому охлаждению пород и существенно отразится на температуре извлекаемой воды.

Перспективы геотермальной энергетики с низкотемпературными теплоносителями

Получение тепловой энергии из низкотемпературных зон, не связанных с крупными положительными термоаномалиями, весьма заманчиво, поскольку при этом отпадает необходимость поисков участков с высокими значениями геотермических градиентов и тепловых потоков. В целом для решения данного вопроса необходимо наличие глубоких и достаточно проницаемых горизонтов. Некоторые из них, например в Венгерском бассейне или артезианских бассейнах Австралии, имеют достаточное естественное питание, обеспечивающее несложную эксплуатацию. В других случаях необходимо регулярное нагнетание воды для поддержания давления и во избежание загрязнения. Одним словом, эксплуатация низкотемпературных геотермальных

водных ресурсов возможна лишь при наличии достаточно проницаемого коллектора.

Кроме того, было предложено эксплуатировать тепло массивных водонепроницаемых пород, например глубоко залегающих гранитов, путем создания искусственной трещиноватости методом гидравлического разрыва пород, широко практикуемым в нефтяной геологии. При этом предполагается, что по открытым трещинам может циркулировать жидкость от одной скважины к другой, а мелкая вторичная трещиноватость обеспечит теплоотдачу горных пород. Такой проект связан с многочисленными еще не решенными проблемами: реальностью создания трещиноватости на необходимой глубине, возможностью охлаждения стенок трещин закачиваемой водой и вероятностью малой теплоотдачи пород или быстрого их охлаждения. Надо полагать, что эти трудности еще более возрастут при реализации проекта.

Разведка месторождений

Месторождения тепла в земных недрах подразделяются на геотермические (тепло горных пород) и геотермальные (месторождения паровоздушного или жидкого теплоносителя или флюида). Перед их эксплуатацией необходимо организовать поиски, выявить благоприятные зоны термических аномалий и проявлений термальной активности, уточнить положение термовыводящих тектонических разломов и трещинных зон, а также разведать буровыми скважинами геотермальные резервуары месторождения.

В задачу детальной разведки входит оценка ресурсов и подсчет эксплуатационных запасов тепла или теплоносителя. Эта часть работы должна быть проведена с особой тщательностью. И хотя имеется очень мало сформулированных правил геотермальной разведки, было бы, без сомнения, ошибкой слепо применять классические установившиеся приемы буровой разведки вместо того, чтобы попытаться приобрести опыт и внедрить новые методы. В первую очередь необходимо отметить, что разведка геотермальных месторождений, сформированных в общем сравнительно недавно, не должна повторять традиционные приемы и ее нельзя обосновать эрозионными процессами изменения рельефа, процессами интенсивного изменения пород и т.п.

Получение геотермальной энергии началось на давно известных месторождениях. Первые скважины в Лардерелло были пробурены для получения пара, поскольку дебит естественных источников, из вод которых добывали борную кислоту, сокращался. В Исландии гейзеры и термы были известны задолго до их каптажа скважинами на глубине.

Особенно интересен опыт Новой Зеландии, известной эффектными термопроявлениями в некоторых вулканических районах. Местные жители маори проводили в дома воду и пар от источников. Бытовое использование терм развивалось в местах их естественных проявлений. Правительство решило организовать добычу геотермальной энергии в промышленных масштабах, чему предшествовали широкое изучение и разведка месторождений с публикацией всех полученных результатов. Интерес исследователей вызвали поверхностные зоны термопроявлений, где были замерены притоки тепла. Однако впоследствии выяснилось, что тепло поверхностных источников и паровых струй составляет очень малую долю глубинного тепла, запасы которого по мере разведки месторождения постепенно наращивались. Наиболее продуктивная площадь Уайракей относится к восточной части геотермального района и не характеризуется активными поверхностными термопроявлениями. Другие термальные поля, на которых были проведены буровые работы, например Бродлендс, оказались еще более перспективными, хотя на поверхности термальные источники проявлялись в очень слабой степени. В это же время в Италии было открыто месторождение Монте Амиата, которое на поверхности было выражено лишь низкотемпературными термальными источниками. Возможность использования таких месторождений сначала казалась сомнительной, поскольку само существование месторождения на первых этапах исследований прямо связывалось с поверхностными термально активными зонами. Однако калифорнийские месторождения (Гейзеры, где совсем не было гейзеров как таковых, а лишь несколько паровых струй, или оз. Солтон-Си — вообще без всяких поверхностных проявлений) подтвердили вывод об отсутствии прямой связи между глубинными парогидротермами и их выходами на поверхности. Отсюда отнюдь не следует делать заключение, вытекающее из предположений геологов-нефтяников, что поверхностные термопроявления указывают лишь на деградацию месторождения, связанную с потерями пара. Такое заключение, несомненно, преждевременно. Все поверхностные проявления (горячие источники, паровые струи и т.п.) обязательно должны быть оценены не только в локальном, но и в региональном геоструктурных аспектах.

Все геологические методы служат целям как можно точнее установить локальную структуру, но они часто недостаточны, например, для определения глубины и строения молодого артезианского бассейна, глубины развития проницаемых и водоупорных пород или особенностей сложения покровной толщи. Методы геофизики дают некоторые дополнительные сведения. Отмечено, что электрическое сопротивление водоносных горных пород снижается при повышении их температуры.

Данный показатель служит основой при выборе мест бурения скважин. Однако все эти методы не решают главной задачи.

Существенное значение имеют гидрогеологические данные как для определения месторождения изолированных коллекторов нагретых вод, так и для анализа поверхностных термопроявлений, в частности их связи с холодными инфильтрационными водами, которые могут создать помехи при измерениях геотермического градиента. Изучение режима подземных вод включает характеристику всех источников, измерение их дебитов, а также расходов ручьев и связанных с ними подрусловых потоков в аллювии. Дебиты определяют как можно точнее с измерением температуры. Одновременно проводятся детальные геохимические исследования. Как указано выше, содержание кремнекислоты дает возможность сразу определить температуру, которую имеет вода на глубине. По изменяющимся содержаниям других компонентов можно судить о взаимодействии вод разного происхождения и сделать выводы об их составе.

Если существует геотермальное месторождение, оно безусловно служит источником кондуктивного теплового потока, который должен проявиться в повышенном геотермическом градиенте. Отсюда одна из важнейших стадий разведки состоит в различных способах измерения градиента. Но поскольку у поверхности развиты проницаемые породы с грунтовыми водами, геотермический градиент в этой зоне может быть совершенно искажен. Несмотря на это, крайне необходимо изучить приповерхностный тепловой режим, чтобы примерно определить, где и на какой глубине в скважинах можно вести замеры достоверного геотермического градиента. В одной и той же горной породе, непроницаемой или насыщенной водой, в скважинах можно замерить градиенты на глубинах от 30 до 50 м в точках, заранее намеченных в шахматном порядке, и таким же образом разбить сеть измерений в интервале, где значения градиента повышенные. Однако результаты могут быть непоказательными, если оба интервала для замеров градиентов окажутся в зоне аэрации, охлажденной фильтрующейся сверху водой. Тогда надо пробурить скважины глубже и измерить градиенты ниже зоны аэрации.

Следует рассмотреть вопрос о целесообразности бурения скважин глубиной до 50 м и оборудования их пластмассовыми трубами в целях измерения температуры почв и грунтов, которые обычно в широких масштабах проводятся лишь до глубины 2 м. Во многих местах геотермические градиенты на малых глубинах подвержены изменениям в соответствии с короткопериодическими измерениями температур. Последние в скважинах надо сравнивать с температурами на поверхности и наблюдения вести в течение года. Период покоя скважин не

должен превышать одних суток. При соблюдении этих условий и при отсутствии резких поверхностных нарушений температурные данные измерения будут вполне правомерны и могут интерпретироваться на глубину порядка 50 м.

Если измерения градиента указывают на наличие глубинной зоны нагретых пород, следует решить вопрос, связано ли это с существованием благоприятных геотермальных резервуаров с надежной непроницаемой кровлей. Эти данные, по которым можно судить о геотермальном месторождении, могут быть получены только с помощью разведочных скважин. Последние имеют те же технические характеристики, что и эксплуатационные скважины, только чаще они меньше диаметром. Перед каждой серией замеров или испытаний скважины оборудуются трубами и цементируются. Перед замерами температуры скважину надо достаточное время выдержать в покое, но и предварительные замеры могут оказать пользу для ориентирования поисков и разведочных работ.

Вопрос о глубине скважин имеет существенное значение. Опыт разведки геотермальных месторождений показывает, что средняя глубина скважин для их вскрытия составляет 500 м. На меньших глубинах вскрываются месторождения с малыми энергетическими ресурсами. Поэтому следует бурить более глубокие скважины, если для этого имеются основания, например увеличение температуры с глубиной. В Гейзерах (штат Калифорния) глубокими скважинами вскрыто более обширное месторождение, чем скважинами глубиной 300 — 400 м. Эти мелкие скважины достигли лишь верхней части резервуара и сразу были переданы в эксплуатацию. В целом представляется необходимым проектировать и бурить скважины на глубину 1000 — 1500 м, хотя для точных рекомендаций, очевидно, нет оснований.

Если в скважинах после достаточного времени их покоя фиксируют повышенные температуры, это дает основание наметить точку бурения новой скважины с ожидаемым самоизливом пароводяной смеси при естественном или искусственном возбуждении. Поскольку недостаточно ясно, на какую глубину используемый при бурении холодный глинистый раствор заполняет трещины в породах и препятствует выходу флюидов, необходимо провести специальные испытания производительности скважин, указанные выше. В проекте эксплуатации месторождения надо предусмотреть возможность использования разведочных скважин с подходящими диаметрами. Скважины должны быть подвержены испытаниям в течение достаточно длительного времени и иметь постоянный дебит.

Эксплуатация месторождений связана со многими другими проблемами, в том числе и экономическими, о чем кратко будет сказано в следующей главе.

НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ ОБ ЭКОНОМИКЕ ЭКСПЛУАТАЦИИ

Высокая экономичность электростанции, не нуждающейся в закупке топлива и установке паровых котлов, кажется вполне очевидной. Это в полной мере характерно для геотермальной электростанции, для сооружения которой необходимы лишь расходы на бурение скважин и их несложное оборудование. Однако есть и неблагоприятные обстоятельства, снижающие рентабельность. Дело в том, что геотермальные электростанции требуют установки многих групп мелких генераторов с низкочастотными турбинами. Часто их приходится сооружать на неудобных земельных участках и в удалении от рек, которые могли бы обеспечить водой холодильники станций, поскольку в ином случае требуется сооружение градирен. В процессе геологоразведочных работ имеется риск излишних затрат или безвозвратных потерь в случае, если вскрытого пара окажется недостаточно или его не будет вовсе.

Представляет интерес подсчитать [5] себестоимость получения 1 кВт·ч электроэнергии на тепловых и геотермальных электростанциях, включая капиталовложения, амортизационные расходы и эксплуатационные затраты. Однако, если принять во внимание различные экономико-географические условия станций и неопределенные ситуации, которые могут возникнуть при сооружении новой станции, то такие подсчеты не будут иметь большого значения. Лучше всего это сделать в случае, когда одна станция отпускает тепло небольшому числу потребителей, как, например, в Киабукуа. Тогда можно разумно решить вопрос о стоимости энергии, чтобы окупить капитальные расходы, покрыть издержки эксплуатации и получить некоторую прибыль.

Особенности экономики новой энергетики

Там, где возникает новое энергопроизводство, обычно уже существует сеть распределения, удовлетворяющая нуждам потребителей. Это надо учитывать при сбыте энергии новой станции. По какой же цене может быть продана эта энергия?

Если исходить из классической экономики, необходимо отдельно рассчитать стоимость новой энергии как побочного производства. Иное дело, если рассматривать производство энергии на длительное время. Распределитель, который назначает цену за геотермическую энергию, будет делать это, исходя не из общей стоимости энергии, производимой существующими тепловыми станциями, а из частной стоимости, определяемой условиями геотермального производства.

В стоимость 1 кВт·ч электроэнергии входят разнообразные расходы: стоимость топлива, основного оборудования, охлаждающих устройств, эксплуатации и т.п. Кроме того, должна быть обеспечена прибыль на вложенный капитал и покрыты амортизационные расходы. Спрос на электроэнергию в разные дни недели и годы очень меняется; в пиковые периоды он особенно возрастает, а в другое время сводится к минимуму. Сведения об этом должны быть переданы заводам и другим крупным потребителям, которые могут обеспечить равномерное потребление энергии. Распределитель должен гарантировать регулярное снабжение энергией, для чего необходимо иметь запасную установку, расходы на которую также включаются в стоимость проданной энергии.

При производстве энергии геотермальной электростанцией следует иметь в виду, что при выключении станции в часы малых нагрузок никакой экономии не получается. Точнее, экономия, полученная за счет оставшегося в земле неизвлеченного тепла, определится только в конце эксплуатации источника геотермальной энергии. Но это слишком отдаленный срок; условия за это время могут измениться и экономисты не берутся его учитывать.

Геотермальная энергетика должна развиваться на фоне основного производства электроэнергии крупными тепловыми электростанциями при наименьшей стоимости. Это касается и атомных электростанций. Дело в том, что распределитель стремится получить за энергию максимальную цену под предлогом обеспечения полной мощности электростанции. Необходимый для этого резерв мощности вполне может дать геотермальная станция. В большой энергетической системе рост числа электростанций и их мощностей обусловлен постоянно растущим потреблением, причем остро стоит вопрос о развитии добавочных мощностей. В этих условиях геотермальные станции позволяют избежать строительства резервных станций. Стоимость энергии геотермальных станций должна окупить строительство и покрыть амортизационные расходы. Но этого нельзя сказать в отношении малой энергетической сети, которая, можно считать, уже располагает достаточной мощностью, гарантирующей поставку энергии, и для которой срок комплектования нового оборудования не должен быть ото-

двинут, поэтому она освобождена от накопления необходимых для этого финансовых резервов.

Мы привели часто встречающийся на практике пример, когда производитель геотермальной энергии зависит от распределителя, который располагает монопольным правом продажи энергии и может злоупотребить им. Положение не меняется, если вместо продажи электроэнергии геотермальный промысел продает добываемый природный пар, как это имело место в начале разработки месторождения Гейзеры, тем более что дебит пара трудно измерить и лучше учитывать его в соответствии с полученной электроэнергией.

Может также случиться, что распределитель будет сам эксплуатировать геотермальную энергию, что, несомненно, приведет к более справедливой оценке элементов себестоимости. Мы имеем в виду положение, существующее в Западной Европе, где потребление настолько взаимосвязано с производством, что цены не влияют на объем потребления. В изолированных районах дело обстоит иначе, и можно ожидать, что здесь производство геотермальной энергии заметно повлияет на экономическое развитие. Степень потребления энергии будет тогда зависеть от ее продажной цены.

Бытовые потребности (освещение, кондиционирование воздуха, холодильники) заставляют потребителя согласиться на любую цену электроэнергии. Другая категория потребителей может сравнить цену электроэнергии со стоимостью иных источников энергии, например со стоимостью производства ее при помощи дизельных двигателей. Можно указать и на третью категорию потребителей, а именно на промышленников, пользующихся электроэнергией по вполне приемлемой цене. Речь идет об энергоемкой промышленности, например об электролитическом производстве алюминия из глинозема. Некоторые заводы в Норвегии или Британской Колумбии рентабельны только из-за наличия значительных гидроэнергетических ресурсов при очень низкой цене электроэнергии. Транспортировка на большие расстояния глинозема и алюминия является, по существу, более экономичной, чем передача электрической энергии по высоковольтным линиям.

Развитие геотермальной энергетики в странах с небольшим потреблением энергии влечет за собой строительство новых промышленных объектов. Но может случиться, что гарантированная добыча и выработка энергии в течение долгого времени не смогут обеспечить развитие промышленных мощностей из-за того, что, кроме дешевой энергии, для этого требуются ресурсы воды, квалифицированная рабочая сила, развитие транспорта и т.п.

О будущем геотермальной энергетики

С точки зрения традиционной экономики строительство геотермальных электростанций вполне оправданно и экономически эффективно, хотя оно и требует длительного времени.

Использование и распределение природных источников энергии составляет основу современной материальной культуры человеческого общества. Вряд ли стоит подробно говорить о таких этапах развития опыта использования источников энергии, как приручение тягловых животных, создание ветряных мельниц и плавание под парусами, создание водяного колеса, затем переход от паровых машин к теплоэлектроцентралям и от водяных мельниц к гидроэлектростанциям с регулированием энергии с помощью напорных водохранилищ. В дальнейшем уголь был частично заменен жидкими углеводородами сначала для отдельных машин, потом для крупных электростанций. В последнее время в качестве источника энергии уже широко используется природный газ, легко транспортируемый по трубопроводам. Наконец, следует сказать об использовании ядерной энергии на крупных атомных станциях, которые, по-видимому, в будущем составят основу электроэнергетики. Новые ядерные реакторы на быстрых нейтронах, обеспечивающие более полное сгорание ядерного горючего, уже вытесняют их предшествующие прототипы. Энергетические установки будут более экономичными для длительного использования природных ресурсов урана. В перспективе намечается также использование энергии управляемых термоядерных реакций.

Этот краткий обзор показывает, что за постоянным ростом использования энергии во всемирном масштабе скрывается эволюция способов ее производства, которая раскрылась бы с еще более поразительной силой, если осветить технические детали производства энергии, например проанализировать замену поршневых паровых машин турбинами высокого давления, составляющих все более и более мощные установки, или появление турбогенераторов и газовых турбин вместо двигателей внутреннего сгорания.

Если одним из факторов этой технической эволюции является постоянная забота об увеличении производительности, то другим фактором представляется ограниченное количество естественных источников, которые могли бы использоваться. Угольные копи в XIX в. обеспечили основу промышленной революции, но в такой стране, как Франция, их будущее очень ограничено в связи с сокращением природных запасов.

Проблема естественных ресурсов и истощения эксплуатационных запасов недр особенно остро стоит в отношении нефтепродуктов. В

связи с тем что разработка месторождений каждые 20 лет удваивается, разведочные работы должны постоянно возрастать. Районы же, где могут быть найдены новые месторождения, быстро сокращаются. За последние годы они увеличились, правда, за счет морских зон небольшой глубины или континентальных шельфов. Несомненно, что в будущем приступят к разработке месторождений и в более глубоких зонах морей, но срок, когда все эти возможности будут исчерпаны, неумолимо приближается.

Наконец, имеется еще одно обстоятельство, важность которого со временем все увеличивается. Некоторые рудники, в частности крупные угольные карьеры, наносят огромный вред окружающей среде. При разработке угольных залежей открытым способом в атмосферу попадает вредный, для живых организмов сернистый газ, концентрация которого достигает угрожающих размеров в крупных промышленных центрах. Ядерные реакции приводят к накоплению радиоактивных осадков — продуктов распада радиоактивных элементов. Необходимо иметь в виду эти факторы загрязнения среды, которые в будущем могут серьезно ограничить использование некоторых новых видов энергии.

Какое же место в развитии и использовании энергетических ресурсов со столь неутешительными перспективами принадлежит геотермальной энергетике?

В настоящее время ее роль весьма незначительна и практически ограничена существованием лишь нескольких электростанций. Геотермальные электростанции в Лардерелло (Италия) были построены, о целью электрификации железных дорог, и в настоящее время их общая выработка составляет только 3 — 4% от всей производимой в стране энергии. То же самое можно сказать и о геотермальных электростанциях месторождения Гейзеры, подключенных к энергетической сети западных штатов США. В Новой Зеландии развитие геотермальной энергетике, технологически достаточно совершенной, сдерживается недостаточным развитием сферы потребления. Кроме того, страна располагает значительными ресурсами гидроэнергии, особенно на о. Южном, переброска которой на о. Северный долгое время считалась неосуществимой. Проведение через пролив Кука подводной линии электропередачи на 600 кВ задержало на несколько лет строительство геотермальной электростанции в Бродлендсе. Хотя эта задержка и не умаляет экономической выгоды эксплуатации геотермального месторождения Уайракей, она все же может повлиять на структуру энергетического баланса страны. В Исландии тепло термальных вод используется в основном для отопления домов и обогрева теплиц. О будущем геотермальной энергетике в других странах сказать что-

либо трудно, потому что она только начинает развиваться. Это касается немногих стран, где имеются открытые в последние годы геотермальные месторождения, экономически целесообразные для эксплуатации. Число их едва превышает десяток, и весьма характерно, что в отличие от вышеназванных они, как правило, не имели активных поверхностных термопроявлений. Экономическая эффективность этих месторождений и заключается, собственно, в оценке перспектив геотермальной энергетики.

Следует обратить внимание на недостаточность наших знаний о формировании геотермальных месторождений (см. гл. 4 и 5). Особенно слабо изучен вопрос о процессе парообразования в породах при резком снижении давления и об условиях выхода пара на поверхность через проницаемые пористые или трещиноватые породы. Технология разработки месторождений недостаточно совершенна и требует улучшения как в отношении интенсификации процессов подземного тепло- и массопереноса, так и в отношении бурения каптажных скважин. Пример непрерывного совершенствования эксплуатации нефтяных месторождений в течение последних ста лет дает возможность представить перспективы подобного развития геотермальной техники.

Развитие геотермальной энергетики в ряде стран сдерживается из-за неопределенности и осторожности оценок природных ресурсов подземного тепла, между тем как давно уже назрела необходимость подробной характеристики геотермальных ресурсов, активного совершенствования их разведки и оценки эксплуатационных запасов и разработки технологических схем их рациональной эксплуатации. Это будет прежде всего способствовать ослаблению энергетического кризиса, который ожидается через несколько десятков лет в связи с истощением запасов угля и нефти.

Речь идет именно об ослаблении кризиса, а не об облегчении условий получения энергии, ибо различные виды энергетики заменяют друг друга только при совершенствовании технологических методов. Один из них состоит в создании единых энергетических центров, базирующихся на крупных месторождениях природного сырья с регулярной в течение суток его подачей на электростанции. Такую возможность обеспечивает постоянное накопление природного пара в подземных резервуарах. Роль крупных геотермальных электростанций будет аналогичной роли атомных станций, которые пока что кажутся единственным средством, способным удовлетворить энергетические потребности в течение длительного времени. Вполне вероятно, что энергетический кризис затронет в большей степени подвижные энергетические установки, находящиеся в исключительной зависимости от нефтяного топлива.

Было бы неосторожно в будущем всецело полагаться на атомные электростанции и отказываться от преимуществ геотермальной энергетики, особенно в изолированных районах, в силу экономических и других причин. Именно в этих целях нужно проводить сейчас разведку и оценку геотермальных месторождений, учитывая возможности экономического развития соответствующих районов. В этой связи вполне целесообразна и оправдана опытно-промышленная эксплуатация парогидротермальных месторождений для оценки их продуктивности, степени постоянства производительности скважин, а также для испытания и усовершенствования технологического оборудования. Разведка и разработка геотермальных месторождений со льготной продажей электроэнергии местным потребителям обычно окупает эксплуатационные расходы, хотя и не всегда обеспечивает амортизацию основных фондов.

Не говоря о геотермальных станциях Новой Зеландии и Калифорнии, рентабельность которых в современных условиях уже вполне установлена, строительство опытно-промышленных геотермальных станций составляет одно из реальных решений экономически выгодного развития централизованной энергетики.

Первая станция в Гейзерах мощностью 14 тыс. кВт, затем 27 тыс. кВт представляла собой именно такого рода установку и никогда не смогла бы окупить пробуренные до ее строительства геотермальные скважины, если бы не обеспечила возможности опытной эксплуатации месторождения раньше, чем можно было думать о расширении производства. По существу, рентабельность опытно-промышленной станции не является самоцелью. Необходимость опытно-промышленной эксплуатации должна обеспечить выгоду будущих геотермальных предприятий в течение длительных сроков их возможной эксплуатации с учетом расширения площадей разработки месторождений, совершенствования технологического оборудования и внедрения полученного опыта на других месторождениях и установках.

Юридические аспекты геотермальной энергетики

Важным условием развития геотермальной энергетики является соблюдение юридических норм и правил, касающихся открытия, разведки и разработки месторождений. Они должны обеспечить прибыль за открытие и разведку месторождений, удовлетворить требования частных землевладельцев и ослабить конкуренцию между различными предприятиями, заинтересованными в эксплуатации месторождений. Было бы целесообразно в этом случае применить горные права, хотя они и разные в большинстве стран. Горные права Франции введены

на освоение геотермальных ресурсов Антильских островов и Французской Территории Афаров и Исса. Законы Новой Зеландии о разработке полезных ископаемых могут служить примером для соответствующих законодательств других государств. В США в 1971 г. был принят закон о проведении геологоразведочных работ на государственных землях, т.е. почти на всей площади западных штатов, для которых федеральное правительство сохранило за собой горные права, тогда как другие права на землю переданы частным лицам. Успешная эксплуатация месторождения Гейзеры вызвала неожиданный расцвет предпринимательства (иногда на несколько шатких основаниях) и многочисленные проявления интереса как со стороны частных компаний, так и со стороны различных общественных организаций.

Правила установленные на Западе США, предполагают три варианта поисков месторождений в зависимости от условий конкуренции и площадей, где геотермальные энергетические ресурсы уже имеются или рассматриваются как "возможные" или "вероятные". Геологическая служба США, пользуясь этой классификацией, за очень короткое время дала оценку территории, превосходящей по площади 2 млн. км². Никакая разведка не могла быть осуществлена здесь так быстро, и оказалось, что обнародованная классификация в целом опиралась на весьма мало обоснованные предположения. В процедуре правовой оценки геотермальных ресурсов могут возникнуть серьезные просчеты, если придавать слову "вероятный" тот смысл, который он имеет в определении рудных запасов.

Роль государственных органов

Открытие нового источника энергии, который может быть экономически приравнен к другим источникам при условии более или менее длительной его эксплуатации, не нов, и целесообразно его рассмотреть с финансовой точки зрения.

От Папена до Фултона развитие и применение парового двигателя было практически делом отдельных изобретателей, которые экономически всецело зависели от капиталистов. Такая система существовала еще какое-то время, сопровождаясь многими превратностями, задержками и порой горестными неудачами. Большая часть последующих изобретений, вплоть до турбины, стала финансироваться самими конструкторами благодаря увеличению их немедленно реализуемых доходов.

Авиационный турбогенератор потребовал огромных расходов, которые были полностью отнесены к военным расходам, находящимся

в ведении государства. Ядерная энергетика также развивалась за счет расходов на военные нужды. В 1945 г. стали очевидными возможность высвобождения ядерной энергии и необходимость длительного периода ее внедрения и совершенствования как конкурентоспособной с другими видами энергии. В несколько этапов 20-летнего развития от опытных экономически невыгодных реакторов до современных крупных атомных электростанций ядерная энергетика полностью себя оправдала.

Известно, какие усилия прилагались для сооружения в настоящее время ядерного реактора на быстрых нейтронах, которые не оправдывают никакие военные соображения. Нельзя быть уверенным в немедленной экономической целесообразности такого реактора в сравнении с работающими реакторами на медленных нейтронах. Но его действительное экономическое значение проявится в будущем в связи с дефицитом урана, известные месторождения которого не столь велики по сравнению с уровнем современной добычи. Интерес к разработке нового ядерного реактора являет собой редкий пример того, как в современную эпоху решается техническая проблема 30 – 50-летнего будущего.

Данный обзор показывает, что в настоящее время проблема освоения новых видов энергии не может быть делом изобретателей-одиночек и не должна базироваться на частном финансировании, ибо такая система не обеспечивает последовательного усовершенствования установок, но это уже политическая сторона вопроса.

Такая страна, как Франция, теоретически могла бы по мере развития информации за границей прибегнуть в подходящий момент к иностранным экспертам или приобрести лицензии. Известно, что в отношении реактивного двигателя и ядерного реактора положение было иным из-за соображений военного характера. Как потом оказалось, независимость в развитии этих работ была необходима, чтобы затем участвовать в последовавших обмене информацией и международном сотрудничестве.

Проблема развития геотермальной энергетике не связана с какими-либо военными соображениями. Ряд стран (Италия, Новая Зеландия, Исландия и другие), располагающих естественными неглубокими геотермальными месторождениями, приложили первые усилия для решения технологических проблем и широко освещают в литературе результаты всех работ.

Участие Франции в решении этой проблемы весьма целесообразно в связи с той пользой, которую оно может принести в энергетике будущего.

На пороге топливного кризиса

Общее повышение цен на топливо в связи с современным энергетическим кризисом повлекло за собой изменение энергетического баланса. Во Франции его расходные элементы составляют три примерно равные части, соответствующие нуждам промышленности, транспорта и отопления.

Геотермальная энергия может получить в стране значительный сбыт. При ее использовании возникают технологические проблемы: выбор теплоносителей, замена печей и каминов с открытым огнем радиаторами водяного отопления (при температуре воды до 90°C), обеспечивающего нагрев комнат до 22°C , и др. Применение геотермальной энергии требует более эффективных теплообменников при небольших разностях температур. Речь идет как о теплообмене в процессе закачки холодных вод в водоносные пласты, так и о процессах нагревания отопительных систем со вторичными замкнутыми циклами теплоносителя. Одним из видов отопления, использующих геотермальную энергию, может быть нагрев полов в комнатах до температуры 30°C .

В местах выходов термальных вод или излияния их из скважин необходимо строительство теплиц и оранжерей; в частности, можно поставить вопрос о сезонном использовании теплиц. Следует изучить также возможности устройства тепловых насосов на геотермальных водах, но при этом надо учесть необходимость наличия подходящих холодильников.

Возникает проблема конструирования новых отопительных установок с учетом использования геотермальных вод, в том числе из глубоких водоносных горизонтов в осадочных толщах артезианских бассейнов. Таковы горизонты песков Люссанье в южной части Аквитанского бассейна, песчаников триаса на севере Рейнского грабена, пород нижнего олигоцена в северной части области Лимань. Эти примеры можно продолжить.

Таким образом, можно надеяться, что эксплуатация геотермальных месторождений не только разрешит энергетическую проблему, но и обеспечит экономию нескольких миллионов тонн топлива уже в ближайшие годы. Эти перспективы полностью оправдывают необходимые затраты средств и сил.

ТЕПЛОВОЙ ЭФФЕКТ НЕКОТОРЫХ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ

В этой главе кратко рассмотрены вулканическая активность и тектонические деформации, приводящие к рассеянию энергии главным образом в виде тепла или к термометаморфизму горных пород. При изучении этих явлений возникают чисто термические проблемы, на которых нам кажется полезно здесь остановиться.

Механизм вулканического извержения

Вулканизм означает прежде всего прорыв горных пород земной коры веществом с высокой температурой, состоящим преимущественно из расплавленной силикатной магмы, которая при затвердевании образует лаву, а в своем расплаве содержит в заметном количестве летучие компоненты: воду, углекислый газ, сернистый газ или сероводород и т.д. Магма поднимается и изливается на земную поверхность или иногда проникает по трещинам горных пород. Летучие компоненты выделяются попутно в большом количестве, хотя нельзя точно сказать, находятся ли они на глубине в свободном состоянии или только растворены в магме. Одна из особенностей вулканизма состоит в его чрезвычайной нерегулярности во времени любого масштаба: часов, дней, лет, веков.

Прежде всего следует рассмотреть вопрос о прорыве горных пород расплавленной лавой, преимущественно очень вязкой, которая поднимается по трещине или распространяется горизонтально между пластами пород с образованием силлов или лакколитов. Интерпретация гидростатического давления, основанная на сравнении разности плотностей, с одной стороны, расплавленной лавы и более тяжелых глубинных пород земной коры и, с другой стороны, той же лавы и более легкой осадочной породы, часто позволяет установить направления подобных внедрений. Но этих данных недостаточно для установления механизма прорыва; для этого требуется еще определить большой прирост давления, необходимый для преодоления сопротивления горных пород в месте внедрения. Кроме того, поскольку расплавлен-

ные лавы очень вязкие, по изменению вязкости можно судить как о разнице давления до и после внедрения, так, хотя и с меньшей уверенностью, о приросте давления, который приводит к разрушению вмещающей породы. Но решение этого вопроса, безусловно, должно основываться на термическом эффекте: на стадии внедрения разогревание вмещающих пород вызывает вскипание содержащейся в них воды и пар достигает столь высокого давления, что может разрушить или сдвинуть пласт горной породы. Затем пар выделяется по образующимся трещинам и конденсируется на контакте с холодными водами, давление в полости внедрения падает и вязкая лава может постепенно заполнять полость, пока не наступит следующая стадия вскипания. И пока в месте внедрения существует очень высокое давление пара, лава не продвигается, но и не отступает из-за своей высокой вязкости.

Остывание интрузивного тела

Перед геологом часто возникают вопросы о продолжительности охлаждения магматического интрузивного тела (или расплава) и о температуре вмещающих пород на том или ином расстоянии от него. На эти вопросы легко ответить, если точно известны тепловые характеристики рассматриваемых лав и вмещающих пород. Но часто точные данные получить трудно, ибо теплопроводность пород несколько снижается при повышении температуры, а теплоемкость, напротив, возрастает с повышением температуры до 400 °С. Игнорируя связанные с температурой изменения, можно получить более или менее достоверные средние значения. Результаты приводимых ниже расчетов достаточно точны или во всяком случае отражают порядок величин, характеризующих явление в целом.

Тепловые воздействия накладываются на предшествующий тепловой режим, обусловленный постоянным геотермическим градиентом кондуктивного теплового потока. При расчете к первичным температурам горных пород прибавляют температуры внедряющихся лав, причем обязательно учитывается начальная температура их затвердевания. Так же рассчитывается и нагревание вмещающих пород. Таким образом можно составить уравнение теплопроводности, отражающее это тепловое воздействие.

Количество приносимого лавой тепла, которое рассеивается в окружающих породах, приводя к охлаждению интрузивного тела, определяется, во-первых, удельной теплоемкостью лавы и, во-вторых, скрытой теплотой кристаллизации, которая, строго говоря, высвобождается в процессе затвердевания при постоянной температуре. Однако может оказаться, что внедряющаяся лава уже содержит выделив-

шиеся ранее кристаллы; нельзя также быть уверенным в том, что последняя фаза кристаллизации происходит при постоянной температуре. Точное определение охлаждения с учетом скрытой теплоты кристаллизации связано с большими трудностями, поэтому удобнее ее вовсе не учитывать. Вместо этого немного завышают температуру внедрения и затем рассматривают процесс охлаждения только с учетом постоянной удельной теплоемкости лавы.

Перейдем теперь к рассмотрению механизма внедрения. Чаще всего его представляют как процесс формирования дайки базальта, которая внедряется по раскрывающейся трещине или постепенно образуется вновь среди ранее внедрившихся и залегающих у стенок трещины масс, причем лава охлаждается поперек оси внедрения. В обоих случаях общая продолжительность внедрения остается неизвестной, хотя она очень мала по сравнению со временем охлаждения.

Если надо учесть скрытую теплоту кристаллизации, рассматривают поверхность дайки, начиная со времени $t = 0$, принимая температуру от Θ_0 до температуры расплавленной лавы Θ_1 , при которой начинается выделение скрытой теплоты кристаллизации. Если обозначить последнюю через L [кал/г], мощность дайки через $2e$ [см] и удельную массу через $\bar{\omega}$, то тепло, которое может выделиться, прежде чем лава полностью затвердеет, равно: $e\bar{\omega}L$ кал/см².

Выше указано (см. гл. 3), что температура горной породы на расстоянии x от стенки трещины равна

$$\Theta = \Theta_0 + (\Theta_1 - \Theta_0) \operatorname{erfc}(x/2\sqrt{\alpha t}). \quad (7.1)$$

Тепловой поток в направлении к стенке трещины определяют выражением

$$K(\Theta_1 - \Theta_0)/\sqrt{\pi\alpha t}, \quad (7.2)$$

причем его значение, интегрируемое от начала внедрения лавы, равно

$$2K(\Theta_1 - \Theta_0)\sqrt{t/\pi\alpha}. \quad (7.3)$$

По общему времени затвердевания дайки

$$t = \pi\alpha e^2\bar{\omega}^2 L^2/K^2(\Theta_1 - \Theta_0)^2 \quad (7.4)$$

видно, что это время прямо пропорционально квадрату ее мощности.

Можно предполагать, что температура по всему телу дайки одинакова и что ее изменение, начиная с поверхности, происходит довольно быстро в связи с выделением скрытой теплоты кристаллизации, при этом лава остается все это время жидкой. Но этого, очевидно, не происходит, если лава практически застыла и скрытая теплота кристаллизации выделяется кондуктивно. Тогда наступает постепенная консолидация, начиная с поверхности к средней части дайки.

Смещение границы затвердевания, т.е. величины x_L , связанное с температурным градиентом в затвердевшей части дайки, выражается равенством

$$\bar{\omega}L \frac{dx_L}{dt} = K \frac{\partial \Theta}{\partial x}. \quad (7.5)$$

Это показывает, что процесс затвердевания зависит не от мощности дайки и оставшейся в ее середине жидкой части, а от расстояния между фронтом охлаждения во вмещающей породе и поверхностью дайки. Отсюда легко вывести соответствующие температуры для вмещающей породы и затвердевшей части дайки, когда в оставшейся ее жидкой части температура Θ_1 сохраняется постоянной.

Данная закономерность идентична изменению температуры при полном затвердевании дайки, которое предполагалось вначале до некой условной более высокой температуры Θ_2 без учета скрытой теплоты кристаллизации. В действительности для последнего случая температура по абсциссе x выражается равенством

$$\Theta = \Theta_0 + \frac{1}{2}(\Theta_2 - \Theta_0)[1 + \operatorname{erf}(x/\sqrt{4\alpha t})]. \quad (7.6)$$

Пусть λ равна $x_L/\sqrt{4\alpha t}$ при $\Theta = \Theta_1$, тогда легко найти, что для соответствующего значения x_L

$$\frac{dx_L}{dt} = -\lambda\sqrt{\alpha/t} \quad (7.7)$$

и

$$\frac{\partial \Theta}{\partial x} = (\Theta_2 - \Theta_0)\exp(-\lambda^2)/\sqrt{4\pi\alpha t}. \quad (7.8)$$

Для того чтобы приравнять эти значения при определенных пределах добавим, что

$$\bar{\omega}L/c = (\Theta_1 - \Theta_0)\exp(-\lambda^2)/\sqrt{\pi\lambda}(1 + \operatorname{erf}\lambda) \quad (7.9)$$

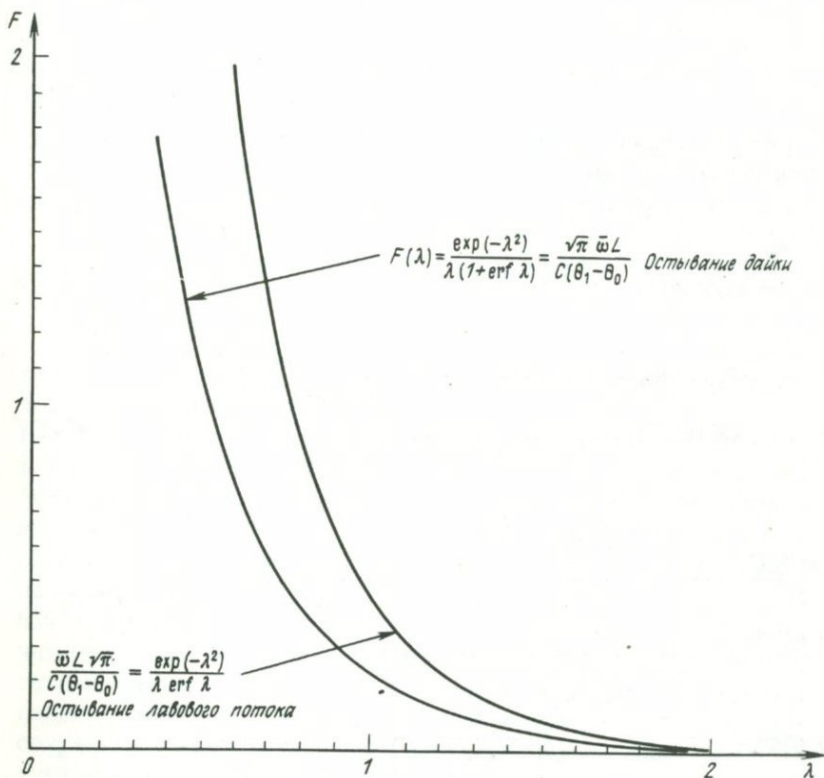
и что из этого уравнения можно получить значение λ с помощью графика, приведенного на фиг. 17. Отсюда получим выражение

$$\Theta_2 - \Theta_1 = (\bar{\omega}L/c)\sqrt{\pi\lambda}\exp(-\lambda^2)(1 + \operatorname{erf}\lambda), \quad (7.10)$$

показывающее, что разность температур зависит от $\bar{\omega}L/c$.

Данные формулы показывают изменения температуры дайки до окончательного затвердевания ее жидкой середины и не отражают процесса охлаждения по обеим ее сторонам. Время затвердевания дайки мощностью $2e$ [см], выраженное в секундах, составляет

$$t = e^2/4\alpha\lambda^2. \quad (7.11)$$



Фиг. 17. График для расчета коэффициента теплового сжатия λ даек и лавовых потоков при их остывании.

Например (фиг. 18), при вероятных значениях $L = 75$ кал/г, $\bar{\omega} L = 200$ кал, $c = 0,5$ кал/см³, $\theta_1 - \theta_0 = 800^\circ\text{C}$ находим: $\lambda = 0,551$, $\theta_2 - \theta_0 = 1027^\circ\text{C}$, $t = 82,7 e^2$. При мощности дайки $2e$, равной двум метрам, t составит около 10 дней, и до этого срока температура на поверхности дайки будет не ниже $+513^\circ\text{C}$ (θ_0).

Примем теперь случай дайки мощностью $2e$ с начальной температурой θ_1 без выделения скрытой теплоты кристаллизации. При отсчете по абсциссе x от середины дайки найдем, что

$$\theta = \theta_0 + \frac{1}{2} (\theta_1 - \theta_0) \{ \operatorname{erf}[(x + e)/\sqrt{4\alpha t}] - \operatorname{erf}[(x - e)/\sqrt{4\alpha t}] \}, \quad (7.12)$$

т.е. будем иметь общую формулу, если принять

$$\operatorname{erf}(-\lambda) = -\operatorname{erf} \lambda.$$

(7.13)

Для определения максимальной температуры в точке абсциссы $x > e$ составим равенство

$$[(x+e)^2/4\alpha t] \exp[-(x+e)^2/4\alpha t] = [(x-e)^2/4\alpha t] \exp[-(x-e)^2/4\alpha t]. \quad (7.14)$$

Если подставить значения $m = (x^2 - e^2)/4\alpha t$, $\beta = (x+e)/(x-e)$, уравнение (7.14) примет вид

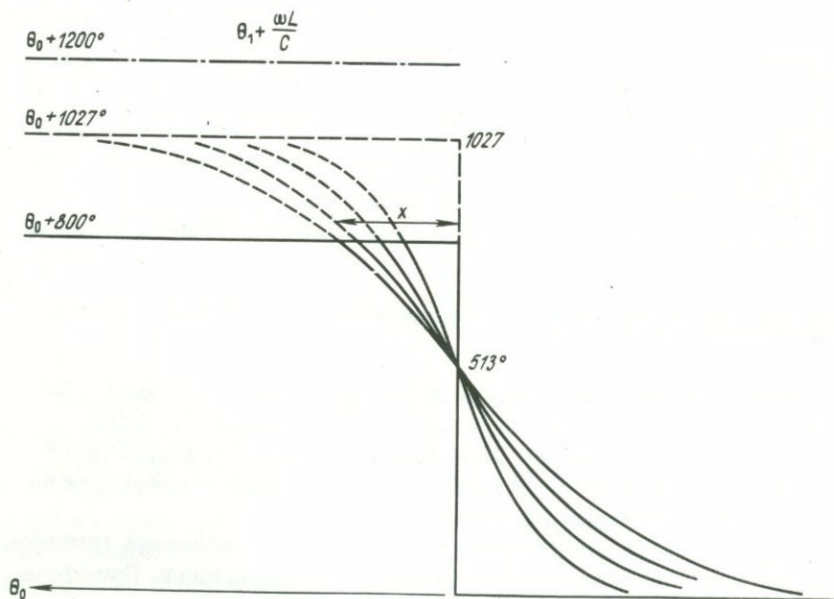
$$m = 2\beta \ln \beta / (\beta^2 - 1), \quad (7.15)$$

откуда

$$t = ex/\alpha \ln [(x+e)/(x-e)] \quad (7.16)$$

и

$$\Theta_m = \Theta_0 + \frac{1}{2}(\Theta_1 - \Theta_0) \left\{ \operatorname{erf} \left[\frac{(x+e)^2 \ln \left(\frac{x+e}{x-e} \right)}{2ex} \right] - \operatorname{erf} \left[\frac{(x-e)^2 \ln \left(\frac{x+e}{x-e} \right)}{2ex} \right] \right\}. \quad (7.17)$$



Фиг. 18. Температурные профили, характеризующие остывание дайки с учетом скрытой теплоты кристаллизации.

Заметим, что для заданного значения λ время в уравнении (7.11) увеличивается как квадрат мощности. Уравнение (7.17) дает непосредственное значение максимальной температуры, возрастающей в зависимости от расстояния.

При рассмотрении затвердевания дайки с выделением скрытой теплоты кристаллизации можно, как и прежде, попытаться подсчитать ее начальную условную температуру. Но как и в случае изменения температуры вмещающих пород в зависимости от общего количества высвобождаемого тепла, это приводит к завышенной ее оценке, а именно:

$$(\Theta_2 - \Theta_1)c = L\bar{\omega}, \quad (7.18)$$

причем эта температура, хотя и будет выше найденной раньше, имеет тот же порядок величин.

Разница между результатами, к которым приводят оба способа расчета температуры вмещающих дайку пород, несомненно, может быть объяснена неоднородностью их структуры. Например, подсчитанная по уравнению (7.10) температура ($\Theta_1 - \Theta_0 = 800^\circ\text{C}$ при $L\bar{\omega}/c = 400$) относится к окончанию процесса затвердевания дайки. Формула (7.18) позволяет определить температуру на поверхности дайки, равную 530°C вместо 513°C и в середине дайки -665°C вместо 800°C , причем эти отклонения можно считать максимальными. Данные результаты не зависят от мощности дайки. Надо учесть, что в середине дайки, поскольку ее мощность не выдержана, в местах вздутий могут сохраняться очаги остаточного расплава, обуславливающие температурные неоднородности.

Остывание некка

Условия остывания некка, т.е. интрузивного тела цилиндрической формы, определяются уравнениями (1.5), (1.7) и (3.18). Распределение температуры подтверждает уравнение теплопроводности (1.3) в координатах x и y . При $t = 0$ уравнение (1.5) принимает нулевое решение, и при этом

$$\iint \Theta dx dy = 1. \quad (7.19)$$

Возьмем температуру Θ_1 некка в начальном состоянии, которую можно рассчитать, вероятно, по скрытой теплоте кристаллизации, как описано выше. В точках X, Y температура во время t будет тогда равна

$$\Theta = (1/4\pi\alpha t) \iint_S \exp\{ -[(X-x)^2 + (Y-y)^2]/4\alpha t \} dx dy, \quad (7.20)$$

т.е. интегрирование распространяется на участки дайки S в плане осей x и y . Уравнение (7.20) учитывает дайку как бы в форме цилиндра вращения. Но в этом случае интегрирование не может проводиться в полной форме, а должно ограничиться численными значениями, чтобы не возникло дополнительных трудностей.

Остывание лавового потока

Наблюдения показывают, что очень часто лава, излившаяся на земную поверхность, представляет собой плохой проводник тепла, так что температура ее поверхности обычно равна температуре воздуха. В расчетах ее условно можно принять равной нулю.

Поскольку оставшаяся жидкой часть лавы содержит скрытую теплоту кристаллизации L [кал/г], остывание ее в нижнем слое потока продолжается по тому же закону, который мы рассчитали для дайки.

Для расчета температуры остывания поверхности лавового потока уравнения (3.15), (3.16) и (7.9) должны быть модифицированы при условии, что $\Theta = 0$ при $x = 0$, тогда получим следующие уравнения:

$$\Theta = \Theta_2 \operatorname{erf}(x/\sqrt{4\alpha t}), \quad (7.21)$$

$$\Theta_1 = \Theta_2 \operatorname{erf} \lambda, \quad (7.22)$$

$$\bar{\omega}L/c = \Theta_1 \exp(-\lambda^2)/\sqrt{\pi\lambda} \operatorname{erf} \lambda. \quad (7.23)$$

Из этих уравнений можно рассчитать величину λ (см. фиг. 17), откуда получим температуру в зависимости от x и t по уравнению

$$\Theta_2 = (\bar{\omega}L/c)\sqrt{\pi\lambda} \exp(\lambda^2). \quad (7.24)$$

Так как затвердевание в основании и в кровле лавового потока происходит с разными скоростями и сходитя где-то в середине потока, положение этого схождения рассчитывают как функции Θ_1 и L , и уравнения (7.22) и (7.23) для этого случая не подходят. Тогда принимают, как раньше для дайки, некую условную начальную температуру

$$\Theta_2 = \Theta_1 + \bar{\omega}L/c, \quad (7.25)$$

чтобы проследить за ходом остывания. Для соблюдения условий $\Theta = 0$ при $x = 0$ условно принимается начальный симметричный профиль температуры $-\Theta_2$ для $-e < x < 0$. Тогда температура будет равна

$$\Theta = \frac{1}{2}\Theta_2\{2 \operatorname{erf}(x/\sqrt{4\alpha t}) - \operatorname{erf}[(x-e)/\sqrt{4\alpha t}] - \operatorname{erf}[(x+e)/\sqrt{4\alpha t}]\}. \quad (7.26)$$

В породах, непосредственно контактирующих с лавовым потоком, достигнутые температуры будут практически такими же, как и в случае дайки, но в верхней части лавового потока они значительно мень-

ше. Расчет минимальной температуры проводится по тому же принципу, но будет несколько сложнее.

Механические сжатия термического происхождения

Выше были приведены расчеты изменения температуры в точке горной породы вблизи дайки или лавового потока (см. уравнения 7.17 и 7.26). Неравномерное распределение температуры в каждый данный момент влечет за собой термическое расширение, которое не соответствует механическим деформациям. Можно провести расчет дополнительных напряжений, которые заключаются в увеличении давления либо в продольном направлении дайки или лавового потока, либо в тангенциальном — вокруг нека (но в этом случае должно учитываться также увеличение давления в радиальном направлении).

Но может быть достигнуто такое состояние, когда в относительно длительный период времени разогрева возникает определенное течение вещества, в процессе которого уменьшается напряжение и гидростатическое распределение давлений стремится к равновесию. Во время последующего остывания появляется напряжение, по крайней мере относительное, параллельно контактам дайки или тангенциально вокруг нека. Соответственно, надо учитывать эти напряжения по мере их проявления. Результаты, которые будут получены, гипотетичны как для начальных стадий сжатия, так и для стадий их уменьшения в период разогрева. Очевидная безосновательность этой гипотезы не дает пока возможности представить расчет.

Остывание батолита

Мы рассмотрели пример остывания дайки или внедренного тела, довольно тонкого по отношению к глубине его развития, игнорируя влияние земной поверхности. Расчеты показывают, что время остывания увеличивается прямо пропорционально квадрату величины мощности дайки. Теперь необходимо коснуться условий остывания гранитных батолитов, которые могут иметь громадные размеры и глубина развития которых еще плохо изучена.

Интересно попытаться оценить порядок величины времени остывания батолита. Для этого рассмотрим схематическую модель, которая представляет собой батолит с вершиной на глубине h от поверхности земли, имеющий неопределенную мощность и быстро сформировавшийся при температуре Θ_1 . При этом мы исключим какое-либо влияние теплоты кристаллизации. Принимается условие $\Theta = 0$ на поверхности земли при $x = 0$, а также условный обратный температур-

ный профиль, симметричный по отношению к поверхности. Тогда находим

$$\Theta = \frac{1}{2} \Theta_1 \{ \operatorname{erf}[(h+x)/\sqrt{4\alpha t}] - \operatorname{erf}[(h-x)/\sqrt{4\alpha t}] \}. \quad (7.27)$$

Температурный градиент на поверхности батолита выражается уравнением

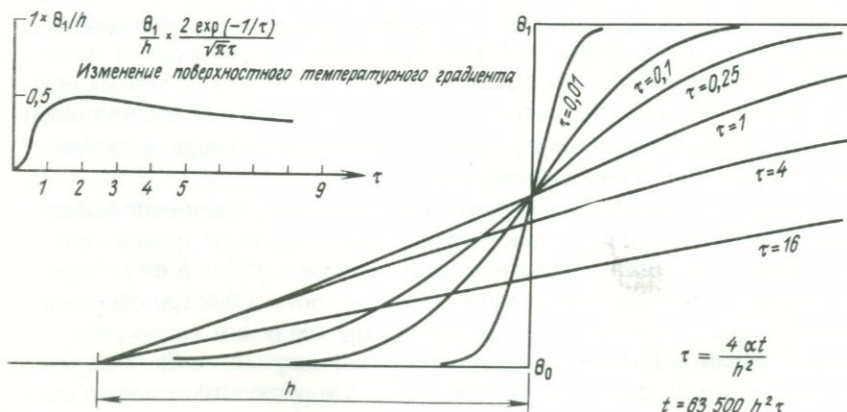
$$\left(\frac{\partial \Theta}{\partial x} \right)_0 = (2\Theta_1 / \sqrt{4\pi\alpha t}) \exp(-h^2/4\alpha t), \quad (7.28)$$

из которого легко найти, что градиент проходит через максимум при $t = h^2/4\alpha$ и этот максимум имеет значение $0,482 (\Theta_1/h)$; если принять время в годах и h в км, то получим: $t = 63\,500 h^2$ (фиг. 19). При глубине $h = 5$ км время t составит 1,6 млн. лет.

Если градиент не достигает своего максимума на поверхности, то, по-видимому, на глубине он имеет более высокие значения, которые будут еще больше возрастать из-за влияния конвекции, обусловленной восходящими потоками пара (см. гл. 4). В свою очередь пар, очевидно, дополняется свободной водой, содержащейся в силикатном расплаве магмы и выделяющейся при кристаллизации гранита. Но тепло, переносимое выделяющейся из магмы водой, составляет лишь малую часть того тепла, которое выделяется при кристаллизации и остывании батолита и должно диффундировать путем теплопроводности или вторичной конвекции.

Можно рассчитать общий вынос тепла к поверхности (на 1 см^2), если проинтегрировать уравнение теплового потока

$$Q = K \frac{\partial \Theta}{\partial x}, \quad (7.29)$$



Фиг. 19. Температурные профили остывания батолита.

откуда получим

$$Q = ch\Theta_1[(\sqrt{4\alpha t}/\sqrt{\pi h})\exp(-h^2/4\alpha t) - \operatorname{erfc}(h/\sqrt{4\alpha t})] = ch\Theta_1 \frac{\varphi(z)}{z\sqrt{\pi}} \quad (7.30)$$

и

$$z = h/\sqrt{4\alpha t} \quad (7.31)$$

во время $t = h^2/4\alpha$. При максимальном тепловом потоке суммарное количество тепла (первоначально в верхней части батолита, мощность которой составляет $1/6$ часть всей его глубины распространения) будет равно $0,165 ch\Theta_1$. Затем остывание начнет развиваться в глубину гранитной массы до определенного уровня.

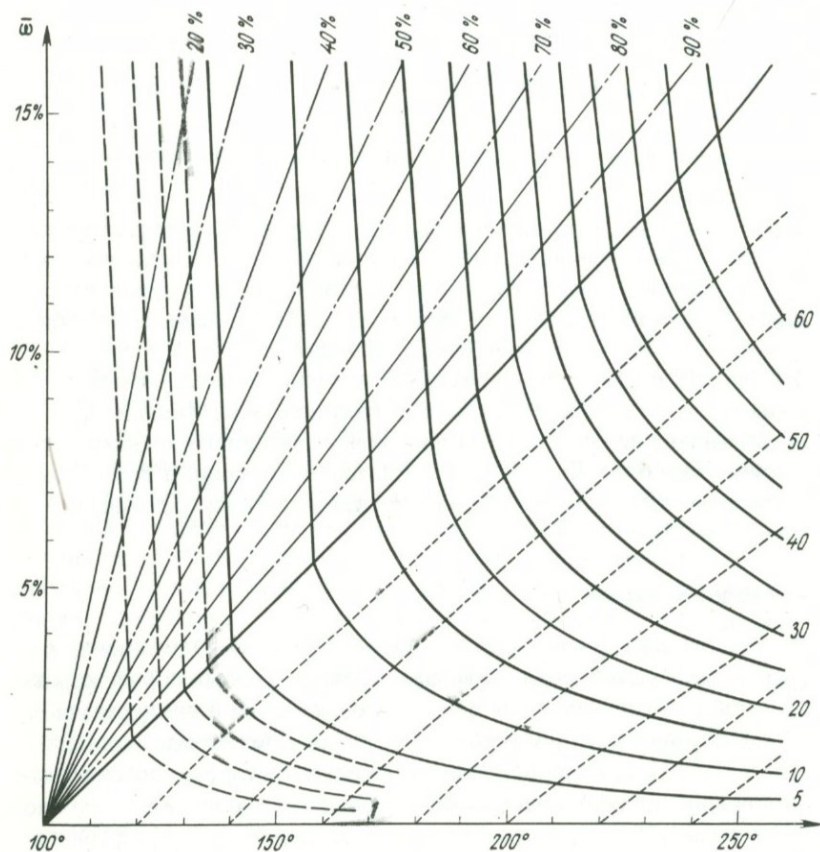
На фиг. 19 показан температурный профиль последовательных отрезков времени, для которых можно получить значения h и Θ_1 .

Представленные результаты позволяют установить, в каких условиях залегает батолит, глубину в миллионах метров, а также, возможно, и происхождение таких геотермальных месторождений, как, например, Лардерелло.

Фреатический взрыв

Часто приходится иметь дело с вулканическими извержениями, которые выбрасывают исключительно обломки горных пород, характеризуются отсутствием лавы и относительно низкой температурой и высокой влажностью продуктов извержения. Такие эксплозии, называемые фреатическими взрывами, образуются в результате мгновенного вскипания воды, насыщающей пористые породы и на глубине нагретой выше 100°C . При резком спаде давления до атмосферного вода вскипает и частично охлаждается, а горные породы нагреваются. Взаимодействие воды, пара и породы приводит к сильному распылению массы породы, причем при атмосферном давлении взвешенные частицы породы могут смешаться с сухим паром при температуре, которая остается выше 100°C , или может образоваться смесь воды и насыщенного пара в той или иной пропорции с превращенной в пыль породой при температуре 100°C .

Если обозначить через ω пористость породы, т.е. массу воды на единицу объема, среднюю плотность породы принять равной $2,7 \text{ г/см}^3$, коэффициент удельной теплоемкости $c = 0,5 \text{ кал/}^\circ\text{C}\cdot\text{см}^3$, можно рассчитать [10] начальные температуру Θ и пористость, которые в конце концов при спаде давления до атмосферного приводят к высвобождению механической энергии. На диаграмме (фиг. 20) приведены величины этой энергии в джоулях на кубический сантиметр



Фиг. 20. Энергия, выделяющаяся при полном адиабатическом падении давления в толще влажных пород. Пунктирные линии — конечные температуры, штрихпунктирные линии — величины насыщения влажного пара.

горной породы. Легко понять, что распределение температур, которое проанализировано в гл. 4, в условиях близповерхностных давлений определяет значительную потенциальную энергию, которая может вызвать фреатический взрыв. Последний развивается по раскрытым трещинам и, возможно, по скважинам вслед за извержением столба воды, снижающим гидростатическое давление. Подобный взрыв может быть вызван также понижением уровня вод и соприкосновением их с нагретыми породами. Такой же эффект вскипания и взрыва возникает и в результате снижения давления при постоянной температуре.

Едва ли возможно однозначно объяснить механизм взрыва, выбрасывающего значительное количество обломков пород и образующего депрессивную воронку крупных размеров. Во всяком случае, это можно рассматривать как момент разрядки напряжения, обусловленный кондуктивной передачей тепла от центров зерен породы к их поверхностям.

Известно несколько исторических примеров таких фреатических взрывов, как извержение вулкана Бандай-Сан (Япония) 15 июля 1888 г., вулкана Усу-Сан на острове Хоккайдо в июле 1944 г., вулкана Таал на Филиппинах. Имеется также множество кратеров в Новой Зеландии, часть из них с озерами, причем устанавливается, что они образовались в результате фреатических взрывов всего лишь несколько сотен лет назад.

Тепло, образующееся при тектонических деформациях

Геологические данные свидетельствуют об интенсивной деформации пород (смятии в складки и т. п.), вызванной эндогенными силами. Хотя деформации часто развиваются постепенно, их можно рассматривать аналогичными процессам сейсмических напряжений, внезапно переходящих в механическую энергию, часть которой распространяется через кору в виде сейсмических волн. Эндогенная энергия проявляется в поднятиях земной коры и эрозионных процессах, формирующих рельеф ее поверхности. Тектонические воздымания, как иногда кажется, обусловлены простым восстановлением нарушенного гравитационного равновесия (явление изостази). Однако для этого нарушения равновесия необходимо, чтобы механическая энергия как движущая сила поднятий не была полностью затрачена на процесс изменения плотности вещества. Этот вопрос обсуждается в следующей главе. Здесь же рассмотрим вопрос о генерации тепла в процессе тектонических движений.

Когда такое твердое тело, как скальная порода, испытывает постоянную деформацию под действием сжатия, затрачиваемая механическая энергия на единицу массы выражена как $\sum \sigma_{ij} \epsilon_{ij}$, где σ_{ij} — составляющая тензора давления, а ϵ_{ij} — тензор деформации. Для приблизительной оценки деформации наиболее целесообразно предположить, что она происходит при постоянном действии приложенных сил в постоянном объеме ($\sum \epsilon_{ii} = 0$), начиная с момента, когда второй инвариант отклонения достигает предела S , который выступает как функция среднего давления, $1/3 \sum \sigma_{ii}$, и может быть часто постоянным, т.е. $S \leq C$:

$$6C^2 = 2 \sum \sigma_{ii}^2 - 2 \sum \sigma_{ii} \sigma_{jj} + \sum \sigma_{ij}^2. \quad (7.32)$$

Таким образом, суммарные деформации прямо пропорциональны отклоняющим давлениям. Можно показать, что поглощенная энергия составит тогда

$$2S \sqrt{\sum \epsilon_{ij}^2 - \sum \epsilon_{ii} \epsilon_{jj}} \quad (7.33)$$

и превращается большей частью в тепло. Лишь небольшая часть энергии уходит на формирование структурных дислокаций или на преобразования кристаллов.

Величина под квадратным корнем в уравнении (7.33) зависит только от геометрической деформации, т.е. указывает на переход тела из одной формы в другую. Например, при сдавливании однородного тела с изменением его высоты от h_1 до h_2 поглощенная энергия выразится величинами $2S \ln(h_1/h_2)$ при постоянной толщине тела и $S\sqrt{3} \ln(h_1/h_2)$ при сохранении полной симметрии.

Изучение тектонических деформаций позволяет непосредственно оценить амплитуду геометрической деформации, которая в такой складчатой области, как Юра, составляет несколько сотых долей ее высоты. Если известна величина порога пластичности, можно подсчитать поглощенную энергию, в большей части превращаемую в тепло. Но существуют еще очень медленные процессы деформации, вызываемые растворением и перекристаллизацией солей. Эти деформации играют существенную роль в геологических процессах и не могут быть воспроизведены в лабораторных условиях, поскольку возникающие при этом быстрые деформации связаны с другими процессами. Сопротивления деформациям, измеренные в лаборатории, соответствуют более высокому порогу S , чем тот, который характерен для медленных геологических деформаций. Соответственно это указывает на более высокий предел поглощенной энергии, хотя соотношение ее с затратами энергии в естественных условиях не известно. Допустим, что для пород Юры сопротивление давлению, измеренное в лаборатории, достигает максимум 1000 бар; тогда

$$C = \frac{1}{\sqrt{3}} \cdot 1000 \quad (7.34)$$

и на 1% деформации поглощенная энергия равна 0,225 кал/см³, что повышает температуру на 0,45°С.

Деформация пластов неравномерна, особенно резко она проявляется на контактах слоев при их скольжении в процессе образования складчатости. В таком случае расход энергии сокращается по сравнению с энергетическими затратами раздавливания пород. В глобальном масштабе это составляет большой избыток энергии. Поскольку склад-

чатость является медленным процессом, тепло, выделяемое вдоль некоторых пластов, может рассеяться. Можно заключить, что повышение температуры в результате складкообразования, подобного тому, который характерен для гор Юра и передовых складчатых зон Альп, составляет единицы градусов и в целом очень незначительно. Имеются зоны, в которых средняя суммарная деформация более высокая, но повышение температуры до десяти градусов или даже до нескольких десятков градусов, конечно, недостаточно для объяснения метаморфизма, сопровождающего зоны интенсивных деформаций. Можно предположить и обратную связь: с повышением температуры возникают минеральные новообразования, в том числе и за счет перекристаллизации. С последней, даже при небольшом приращении давления, связана медленная деформация пород, местами имеющая большие амплитуды и обусловившая умеренное поглощение энергии.

Разогревание вдоль разломов

Иной характер носит нагревание пород в связи с формированием тектонических трещин и разломов в короткие периоды, соответствующие активным сейсмическим явлениям. Тепло, выделяющееся за счет трения поверхностей трещин, рассеивается лишь на небольшую глубину трещины, обуславливая значительное повышение температуры. Подъем температуры в свою очередь облегчает условия трения пород и тем самым благоприятствует тектоническим движениям. Само собой разумеется, что в данном случае следует иметь в виду только эффективное геостатическое давление, составляющее разницу между общим и гидростатическим давлениями. В отдельных случаях высокое гидростатическое давление способствует уменьшению трения и улучшению подвижек. Если обозначить через p нормальную составляющую давления, f — коэффициент трения в процессе движения, который принимается постоянным, и v — скорость движения, то затрата энергии на трение на единицу поверхности составит pfv и будет эквивалентна количеству тепла q , рассеиваемого по обеим сторонам трещин. Распространение температуры во времени t после начала тектонического движения на расстоянии x от плоскости трещины выражается уравнением

$$\begin{aligned} \Theta &= (q/c) \int_0^t (1/\sqrt{4\pi\alpha t}) \exp(-x^2/4\alpha t) dt = \\ &= (xq/2\sqrt{\pi c \alpha}) \Phi(x/\sqrt{4\alpha t}). \end{aligned} \quad (7.35)$$

В плоскости трещины время распространения температуры сокращается по уравнению

$$\Theta = (q/c) \sqrt{t/\pi\alpha}. \quad (7.36)$$

Нетрудно заметить, насколько быстро здесь происходит повышение температуры. При суммарном давлении $p = 100$ бар, соответствующем гидростатическому давлению на глубине 400 м, $f = 1/3$ и скорости v [см/с] получим $q = 0,8 \cdot v$ кал/с · см², откуда

$$\Theta = 9v\sqrt{t_s}. \quad (7.37)$$

Равным образом можно выразить распространение температуры через скорость смещения на отрезке l [см] = vt , а именно

$$\Theta = 9l\sqrt{t}. \quad (7.38)$$

В результате крупных сейсмических толчков в доли секунды образуются сбросы амплитудой до нескольких метров. При этом, как свидетельствует формула (7.38), возникают температуры в несколько тысяч градусов. Такая температура, очевидно, меняет условия трения. Она должна влиять на образование в плоскостях трещин зеркал скольжения, которые наблюдались в сбросах даже с амплитудами в несколько сантиметров. Быстрое нагревание может повысить давление флюида, в соответствии с чем резко снижается литостатическое давление твердых пород и изменяется механизм процесса скольжения.

Нередко случается, что в горных породах вдоль трещин кристаллизуются такие минералы, как гипс, серпентин и, возможно, гётит (кристаллическая окись железа). Как только температура среды достигает температуры неустойчивости этих минералов (105 °С для гипса, 150–170 °С для гётита, 450–500 °С для серпентина и т.д.), они разлагаются и высвобожденная вода содействует увеличению локального давления флюида и может довести его до величины геостатического давления. Это ликвидирует эффект трения и обеспечивает тектонические движения без сопротивления.

Сопротивление трению может быть также уничтожено в случае превращения трещинной воды в пар при повышении его давления до суммарного на данном уровне глубины, не превышающего критического давления воды. В случае оттока тепла температура и давление снижаются и трение возобновляется. Нестабильный режим, характеризующийся случайными изменениями давления, когда периоды действия сил трения чередуются с периодами его прекращения, сменяется затем установившимся режимом, когда определенная температура регулирует равновесие гидростатического давления с геостатическим.

В данном случае не имеет значения, относится ли это трение к гладким или шероховатым и неровным поверхностям трещин. Приток тепла с поверхности трещины в кал/с · см² зависит от времени и равен

$$\Theta_s = (q_0/c) \int_0^{t_1} [1/\sqrt{4\pi\alpha(t-\tau)}] \exp[-x^2/4\alpha(t-\tau)] d\tau + \int_{t_1}^t [q(t)/c \sqrt{4\pi\alpha t}] \exp(-x^2/4\alpha t) dt, \quad (7.39)$$

если известно, что

$$\Theta_s = (q_0/c) \int_0^t (1/\sqrt{4\pi\alpha t}) \exp(-x^2/4\alpha t) dt. \quad (7.40)$$

Сделанное упрощение уравнения (7.39) не облегчает его решения и, видимо лучше представить его в таком виде:

$$q(t) = q_0 \sqrt{t_1} / (\sqrt{t} + \sqrt{t - t_1}). \quad (7.41)$$

Уравнение (7.41) показывает, что величина $q(t)$, т.е. количество тепла, уменьшается в конце концов прямо пропорционально величине $1/\sqrt{t}$ (табл. 5).

Таблица 5
Количество выделенного тепла в тектонических трещинах в зависимости от времени (в кал/с · см²)

$t [c] = 1,5 t_1$	2	5	10	100
$q = 0,585 q_0$	0,414	0,235	0,161	0,050

Может случиться также, что флюид, давление которого стремится облегчить трение, прорывается к земной поверхности и тогда требуется более сильное выделение тепла, т.е. большее трение, чтобы компенсировать эту потерю. Особенно это происходит в случаях паробразовании. Прорыв пара наблюдается, когда плоскость сброса достигает земной поверхности [14, 16]. Извержения пара обычно происходят на выходах сбросов и играют относительно меньшую роль внутри сбросов со значительными площадями скольжения (больше 1 км²).

Проникая к краю плоскости сброса, пар вытесняет воду, особенно если породы достаточно проницаемы. Чтобы проанализировать это явление, надо, очевидно, учесть сжимаемость воды и упругие свойства водосодержащей породы. Если принять массу воды на единицу

объема как $\bar{\omega} (1 + \lambda P)$ и проницаемость породы μ , то по закону Дарси имеем

$$\mu \Delta^2 P = \bar{\omega} \lambda \frac{\partial P}{\partial t} . \quad (7.42)$$

Уравнение (7.42) идентично уравнению теплопроводности (1.3). Следовательно, давление флюида, достигающее больших значений в плоскости трещины, распространяется в горной породе подобно температуре. Если распространение давления в водопроницаемой породе будет более быстрым по сравнению с температурой, то пар, вытесняющий воду, достигнув холодной породы, сконденсируется, и тогда потребуется сильное повышение температуры вдоль плоскости трещины, чтобы компенсировать этот процесс. Напротив, если температура распространяется быстрее, чем давление, парообразование будет происходить постепенно и давление сохраняется.

Промежуточный случай можно рассмотреть более детально с учетом теплоты парообразования, и тогда можно рассчитать максимальную температуру, необходимую для обеспечения испарения воды при данном давлении и для сохранения давления даже в случае утечки пара к периферии трещины [13]. Для этого достаточно сравнить уравнение распространения давления (7.42) и уравнение теплопроводности (1.3), чтобы увидеть, что сохранение давления возможно, если $(\mu/\bar{\omega}\lambda) < \alpha$, и, наоборот, оно не сохранится, если указанная величина больше величины α .

Сжимаемость воды λ характеризуется цифрами порядка

$$\lambda = (4 \div 7) \cdot 10^{-5} \text{ бар}^{-1} \quad (7.43)$$

при

$$\mu/\bar{\omega} < (4 \div 7) \cdot 10^{-7}, \quad (7.44)$$

откуда, принимая значения $\bar{\omega} = 1\%$ или 10% , имеем

$$\mu < (4 \div 7) \cdot (10^{-5} \div 10^{-6}).$$

Эта проницаемость выражается в дарси, если вязкость воды равна 1 сП. При повышении температуры вязкость уменьшается (в 4 раза при 100°C и в 8 раз при 200°C), поэтому предельная величина проницаемости должна быть сокращена в тех же отношениях.

Приведенный расчет не следует рассматривать как однозначный. Процесс распространения давления развивается и при меньших значениях проницаемости. Впрочем, это возможно при небольшой мощности пластов, потому что даже быстрое движение флюида обеспечивает разогревание и увеличение давления только на небольшом расстоянии — в несколько сантиметров или дециметров. Данной расчетной модели

соответствует поперечный разрыв в непроницаемой толще, содержащей ряд водоносных слоев. Если принять близкие к предельным значения повышения давления пара, то они лишь частично сократят величину эффективного суммарного давления. Поскольку трение снижается за счет процесса парообразования, то это трение быстро уменьшается к концу непродолжительной подвижки блоков пород при скорости их движения в несколько сантиметров в секунду. Вполне возможно, что движения не развиваются сразу по всей плоскости сброса. Силы среза пластов вызывают либо их упругую деформацию в плоскости сброса, либо загибание краев пластов, замедляющее скорость движения этих частей относительно скорости движения самих пластов. Это осложняет изучение процесса парообразования, поэтому данный вопрос можно рассматривать лишь в целом для плоскости сброса.

Роль этих явлений может быть очень велика. Они могут вызывать смещения колоссальных размеров, обуславливая разгрузку целых горных цепей, таких, как Альпы. Но их тепловое воздействие остается ограниченным, ибо легкость скольжения заметно поглощает затрачиваемую механическую энергию, т.е. все произведенное тепло. Повышение температуры сосредоточивается в непосредственной близости к поверхностям скольжения, и, как только движение закончено, это тепло рассеивается и температура восстанавливается до первоначальной. Краткость времени нагревания, исчисляемого минутами, объясняет обычное отсутствие следов метаморфизма пород, который в иных случаях позволяет судить о температурах благодаря наличию определенных минералов.

Метаморфизм

Мы только что видели, что тепловая энергия, рассеиваемая в процессе тектонических деформаций, сравнительно невелика. Она не может быть причиной повышения температуры, которая соответствовала бы условиям метаморфизма. В следующей главе мы, как раз наоборот, убедимся, что механическая энергия, затраченная на эти деформации, должна рассматриваться как функция теплового потока.

Итак основной причиной метаморфизма следует считать повышение температуры, которая обусловлена погружением горных пород на большие глубины вследствие тектонических дислокаций и при определенном давлении, когда породы могут в той или иной степени перейти в жидкую фазу. При таких условиях некоторые минералы теряют стабильность и замещаются другими. Происходит образование новых минералов или перекристаллизация ранее существовавших.

Перекристаллизация минералов тесно связана с режимом механических сжатий, господствующих в глубоких зонах и определяющих направленную кристаллизацию, столь характерную для метаморфизованных пород. Одновременно она вызывает медленные и относительно небольшие деформации пород.

Необходимо рассмотреть с термической точки зрения условия повышения температуры, обуславливающей метаморфизм, а также физическое состояние флюидов, которые участвуют в этом процессе.

Приведенная выше модель остывания батолита, в результате которого нагреваются вмещающие породы, позволяет составить представление об очевидном замедлении значительного повышения температуры больших объемов пород. Даже если такая модель покажется не вполне удовлетворительной, чтобы объяснить повышение температуры, обуславливающее метаморфизм, пока что не ясно, чем можно ее заменить.

Перекристаллизация минералов, характерная для метаморфизма, по-видимому, влечет за собой выделение теплоты в процессе химических реакций. Согласно общему правилу, повышение температуры должно усиливать эндотермические реакции; тепло этих реакций может составить несколько десятков калорий на один грамм нового минерала. Это может сильно замедлить процесс нагревания. Гитар и Фонтей заметили, что, когда осадочная толща залегает на более древних породах фундамента, который подвергся предшествующему метаморфизму, и входящие в их состав минералы равновесны при высокой температуре, разогревание фундамента будет более быстрым, нежели нагревание покрова, в котором образование новых минералов поглощает тепло. Таким образом, следует ожидать если не прерывистости в достижении максимальной температуры (и засвидетельствованной метаморфизмом), то по крайней мере прерывистости температурного градиента. Это явление они назвали тепловым эффектом фундамента.

Фазовое состояние флюидов

Некоторые явления метаморфизма, и особенно формирование рудных залежей и жил, часто связываются с минеральными осадками, выпавшими из флюидов, циркулирующих по трещинам, и при описаниях руд часто употребляются такие термины, как "гидротермальные" и "пневматолитовые" (т.е. связанные с деятельностью газов или паров). Поэтому бесполезно попытаться уточнить определение различных фаз флюидов, с которыми, может быть, придется иметь дело.

Выше было указано, каким образом две фазы, вода и пар, соответствующий чистой воде, перестают различаться выше критической точки (221 бар, 374,11°C). Этот вопрос должен быть рассмотрен также для смесей или для растворов.

Углекислый газ, для которого можно не делать различий между его жидкой и газообразной фазами, так как его критическая точка очень низкая, в водной смеси будет составлять отдельную фазу. В то же время он, как и другие газы, полностью смешивается с водяным паром. Предел существования этих двух фаз находится ниже критической точки воды, т.е. соответствует температуре, которая немного уменьшается с повышением давления (350°C при 365 бар и 300°C при 600 бар). Однако сомнительно, что фаза "влажного углекислого газа" играет значительную роль в геологических процессах.

В присутствии избытка растворимой соли процентные содержания равновесных фаз воды и пара обычно очень различны. Они не равновесны в критической точке (в противоположность свойствам чистой воды), а за ее пределами могут сосуществовать две различные жидкие фазы с весьма различными содержаниями солей. Для каменной соли область сосуществования этих двух фаз простирается до точки плавления окисла натрия. Давление, при котором обе фазы находятся в равновесии, ниже давления чистого водяного пара. Последнее продолжает увеличиваться и за пределами критической температуры воды достигает 389 бар при 600°C. Потом оно уменьшается и становится равным атмосферному давлению при 804°C, т.е. точке плавления чистой соли. Плотная фаза состоит тогда из расплавленной соли, точка плавления которой снижена присутствием воды в растворе, а газовая фаза — из смеси водяного пара и пара каменной соли (давление которого, кстати, низкое). При достаточном давлении, следовательно, происходит постоянный переход соли из водяного раствора в соль расплавленную.

Для других, менее растворимых веществ, и особенно для кремнезема, существует критическая точка насыщения ими воды в равновесии с твердой фазой. Эта критическая точка слегка смещена по отношению к критической точке чистой воды. Тем не менее законы смесимости газов с приращением их парциального давления, так же как и сравнительно высокая растворимость кремнезема в надкритической воде, обычно не принимаются во внимание. При температуре плавления силикатов вода может растворяться в них, причем весовое содержание ее увеличивается гораздо медленнее, чем давление водяного пара, и составляет от 3% при 500 бар до 9% при 4000 бар. В соответствии с законом растворимости газов содержание воды медленно уменьшается с

повышением температуры. Более того, известно, что присутствие воды сильно снижает температуру затвердевания силикатов (на 100 — 200 °С). Но если силикаты кристаллизуются, то только в форме окислов кремния, и вода должна при этом отделяться. Итак, опять образуются две жидкие фазы, одна из которых идентична смеси расплавленных силикатов, а другая представляет собой надкритическую воду, насыщенную относительно кремнезема и других присутствующих окислов. Эта водная фаза выделяется в процессе затвердевания силикатов, и, если она проникает в трещины, ее температура и давление будут изменяться, и, следовательно, она может отложить окислы, которые содержались в растворе. Таково происхождение гидротермальных рудных жил.

Лишь с приближением к поверхности и в соответствии с температурным режимом эта надкритическая вода окажется либо в горизонтах подземных вод, где растворимость многих соединений и элементов достаточно заметна и их отложение происходит в грифонах термальных источников, либо в очень сильно нагретых горных породах, из которых она выходит на поверхность в виде струй пара (фумарол); последние намного раньше, чем достигнут поверхности, уже не содержат практически никаких других веществ, кроме газов.

Таким образом, кажется неоправданным различать "гидротермальные" и "пневматолитовые" рудные отложения. Между минеральными осадками, образовавшимися за счет легко испаряющейся фазы по соседству с кристаллизующейся магмой (возможно, некоторыми пегматитами), и осадками, отложенными термальными водами на умеренных глубинах, могут существовать различия, обусловленные давлением и температурой, но, по-видимому, между двумя жидкими фазами резкого различия быть не может.

Водный надкритический флюид, насыщенный хлористым натрием, по пути своего движения к поверхности делится на две фазы, при этом соль насыщает водную фазу и при пересыщении раствора может образовать осадок, а водяной пар при пересечении точки насыщения превращается в абсолютно ненасыщенный раствор. Процесс конденсации пара может сопровождаться растворением ранее отложенных солей. Однако это явление имеет больше теоретическое, чем практическое значение.

Подробное изучение растворимости и стабильности различных минералов и условий их отложения выходит за пределы этой книги.

ГЛОБАЛЬНАЯ ГЕОТЕРМИЯ

Открытие существования геотермического градиента и теплового потока в земной коре поставило вопрос о происхождении тепла Земли. В XVIII в. Бюффон высказал суждения об остывании Земли и о возможности определения ее возраста по времени ее охлаждения. Не имея никакой приемлемой теории теплового процесса, он измерял время охлаждения шаров диаметром от 0,5 до 6 дюймов, нагретых в печах кузниц Монтбарда. Полученные значения оказались пропорциональными диаметрам шаров. Эти данные Бюффон экстраполировал до размеров земного шара и установил его возраст в 63 тыс. лет, но в своих описаниях выразил предположение о возрасте, в 10 раз большем указанного. Одна из ошибок опыта состояла в том, что шар считался остывшим, когда его можно было "держать в руке, не обжигаясь", а это явно соответствует значительно более высокому температурному градиенту, чем наблюдающийся в Земле.

К расчетам Бюффона не раз обращались исследователи XIX в. На основе этих данных Фурье создал теорию теплопроводности, а Кельвин указал на их большое значение при оценке абсолютной температуры. Гельмгольц обратил внимание на иной источник энергии, существенно важный для звезд, и особенно для Солнца, но которым нельзя пренебрегать и для Земли. При сжатии небесного тела, образовавшегося в результате притяжения рассеянных в пространстве материальных частиц, наибольшая часть гравитационной энергии должна превратиться в тепло. Эта энергия достаточно велика, чтобы объяснить высокие температуры звезд и излучение Солнца в течение 10 млн. лет. Кельвин ограничил этим сроком возраст солнечной системы, что вызвало возражения со стороны геологов.

Открытие явления радиоактивности, а затем ядерных реакций превращения атомов изменило прежние представления. Как бы мало ни было содержание радиоактивных элементов в породах, оно достаточно для выделения тепла, соизмеримого с количеством рассеян-

ного внутриземного тепла, и представляет собой существенный фактор в термической истории Земли. Ядерные реакции, приводящие, например, к превращению водорода в гелий, могли бы обеспечить излучение Солнца в течение 4,6 млрд. лет и даже дольше, что привело к мысли о соответствующем возрасте Солнечной системы.

В тепловом балансе Земли возможные химические реакции играют незначительную роль. Более существенное значение в глобальном масштабе имеет механическая энергия тектонических деформаций горных пород, поднятия горных хребтов и сейсмических напряжений, приводящих к смещениям пластов. Однако можно показать, что эта энергия мала по сравнению с тепловой, и, следовательно, она обусловлена тепловой энергией, а не наоборот.

В энергетическом балансе планеты роль магнитного поля или во всяком случае энергии, выделяющейся при его преобразованиях, гораздо менее важна. Большой интерес к магнитному полю вызывается тем, что по его поведению можно судить о мало известных процессах в ядре Земли.

Таким образом, идеи о термической истории Земли эволюционировали в течение двухсот лет по мере неоднократного получения новых существенных данных. Но и теперь распределение температур во внутренних областях Земли остается малоизвестным. Изучение этого распределения как одной из важнейших физических характеристик Земли неотделимо от ее происхождения, трактуемого в ряде недостаточно совершенных гипотез.

Мы считаем необходимым более детально изучить различные элементы теплового баланса, чтобы показать возможности оценки их величин. Затем попытаемся гипотетически представить тепловой режим земного шара в целом и связать его с происхождением Земли.

Остывание твердого шара

Без сомнения, здесь нецелесообразно сравнивать, как это делал Бюффон, охлаждение Земли с охлаждением шаров, т. е. рассматривать Землю как однородное сферическое тело с постоянными тепловыми параметрами (удельной теплоемкостью и удельной теплопроводностью). Напомним лишь о результатах такого опыта.

Для сферического тела имеется уравнение теплопроводности, определяющее распределение температуры вдоль радиуса,

$$\frac{\partial(r\Theta)}{\partial t} = \alpha \frac{\partial^2(r\Theta)}{\partial r^2} \quad (8.1)$$

и следующее его решение:

$$\Theta = A \frac{\sin br}{r} \exp(-\alpha b^2 t). \quad (8.2)$$

Распределение температур по сфере с радиусом $r = R$ и общей начальной температурой $\Theta_1 = 0$, в начальное время $t = 0$, при $b = n\pi/R$ определяется суммой значений

$$\Theta = (-2R\Theta_1/\pi r) \sum [(-1)^n/n] \sin(n\pi r/R) \exp(-\alpha n^2 \pi^2 t/R^2), \quad (8.3)$$

и значение градиента на поверхности в этом случае равно

$$\frac{\partial \Theta}{\partial r} = (-2\Theta_1/R) \sum \exp(-\alpha n^2 \pi^2 t/R^2). \quad (8.4)$$

Отсюда получаем приближенное значение этой суммы путем интегрирования

$$\sum \exp(-\alpha n^2 \pi^2 t/R^2) = (R/2\sqrt{\pi \alpha t}) - \frac{1}{2} \quad (8.5)$$

и находим значение приповерхностного градиента

$$-\frac{\partial \Theta}{\partial r} = (\Theta_1/\sqrt{\pi \alpha t}) - (\Theta_1/R). \quad (8.6)$$

Для одного и того же периода охлаждения градиент может иметь два значения: одно для полупространства с бесконечным радиусом и другое для сферического тела.

В общем последовательные значения температур постепенно уменьшаются, и по истечении достаточно длительного времени остается только первое значение. Что касается сферы, подобной Земле с определенными для нее тепловыми свойствами вдоль радиуса ($\alpha = 0,01$), равновесие в распределении температуры должно наступить примерно через 10^{11} лет. Понятно, что при возрасте Земли порядка 4,6 млрд. лет первоначальная температура ее поверхности не изменилась и поверхностное охлаждение проникло на небольшую глубину вдоль радиуса. Однако величина геотермического градиента, составляющая в среднем $1^\circ \text{C}/30 \text{ м}$, указывает на то, что общая начальная температура для всей Земли была порядка $25\,000^\circ \text{C}$. Было бы абсурдным предполагать при такой температуре твердое состояние и тепловые свойства, аналогичные для современных поверхностных пород.

Бюффон, как и другие физики его времени, свои рассуждения строил, исходя из данной модели, но без учета значения температурного градиента. Кельвин определил температуру внутри Земли

($\Theta_1 = 1000^\circ\text{C}$) по времени ее остывания в течение 10 млн. лет, т. е. срока, которым он ограничивал возраст планеты, хотя к такому выводу он пришел путем анализа солнечного излучения.

При любом другом первоначальном распределении температуры пришлось бы прийти к аналогичному заключению. Это легко подтвердить, если рассматривать первоначальную температуру на поверхности Земли, допуская ее рост с глубиной. Расчет, подобный приведенному выше, показывает, что современное вторичное распределение температур соответствует очень небольшому увеличению градиента и почти не изменилось за время, равное возрасту Земли. Первоначальное распределение температур в ядре Земли практически не влияет на приповерхностный градиент; последний зависит только от условий охлаждения вблизи поверхности. В модели твердого земного шара возраст его представляется слишком слабым фактором, который определил бы влияние начальных температур в ядре на температуры у поверхности. Разумеется, чрезвычайно сомнительно, что эта модель отвечает действительности. Скорее ее следует считать условной.

Роль радиоактивности

С открытием радиоактивности в 1896 г. стало ясно, что связанное с этим явлением выделение тепла играет большую роль в термической истории земного шара. Оказалось, что количество радиогенного тепла в земных недрах составляет величину того же порядка, что и кондуктивное тепло. Для уточнения этой величины следовало определить количество радиоактивных веществ, и прежде всего урана и тория в недрах Земли. Уран в природе образует два изотопа: ^{238}U , содержащий 137/138 обычного урана, и ^{235}U , который встречается реже, но обладает более высоким значением константы полураспада. Последняя характеризует вероятность распада в единицу времени, так что его истинное количество изменяется по экспоненте $\exp(-\lambda t)$, и в частности уменьшается вдвое за время $t = 0,6932/\lambda$, называемое периодом полураспада (табл. 6).

Приведенная таблица показывает, кроме величин λ , количество тепла, выделяющегося из одного грамма радиоактивного элемента в условиях его равновесия с продуктами радиоактивного распада.

Кроме тория и урана, следует учитывать радиоактивный изотоп ^{40}K , встречающийся в очень малом количестве (0,011%). Радиоактивный калий образуется в результате различных процессов, в частности при генерации аргона и кальция.

Т а б л и ц а 6

Выделение тепла в земной коре при распаде радиоактивных элементов

Элемент	Константа полураспада, λ	Количество тепла, выделившегося в процессе полураспада 1 г элемента в год
^{235}U	$9,72 \cdot 10^{-10}$	4,30
^{238}U	$1,54 \cdot 10^{-10}$	0,71
^{234}U	—	0,73
Th	$4,99 \cdot 10^{-11}$	0,20
^{40}K	$5,30 \cdot 10^{-10}$	0,21
K	—	$27 \cdot 10^{-6}$

Не следует пренебрегать также тепловым эффектом радиоактивного изотопа ^{87}Rb , содержащегося в рубидии в количестве 27,8% и имеющего период полураспада $1,47 \cdot 10^{11}$ лет. Подсчеты показывают, что содержание ^{87}Rb в земной коре имеет тот же порядок, что и ^{40}K , и выделяемое ими тепло оправданно не учитывается лишь из-за медленного процесса распада этих элементов. Тепловое воздействие радиоактивного рения ввиду очень малого его содержания, конечно, можно не принимать во внимание. Равным образом не подлежат рассмотрению радиоактивные элементы, генерируемые в ионосфере космическими лучами: ^{14}C , тритий и т.д. Их распад происходит на земной поверхности и дает энергию, часть которой возвращается в космос.

Необходимо также обсудить здесь весьма неясный вопрос о частицах нейтрино, существование которых обосновано теоретически — в целях утверждения принципа сохранения массы и энергии в некоторых ядерных реакциях, — но не доказано практически, так как они почти не взаимодействуют с материей. Если поток нейтрино, выделяемый Солнцем и проникающий в Землю даже в слабой степени поглощается, то можно предположить соответствующее выделение тепла. А это ведет к отрицанию принципа сохранения энергии в той части, которая нас больше всего интересует. Теоретические рассуждения, в подробности которых мы не входим, наводят на мысль, что при современной изученности тепловой эффект потока нейтрино весьма незначительный.

В вопросах, касающихся радиоактивности, трудность задачи заключается в количественных определениях радиоактивных элементов. Если данные о горных породах, доступных для изучения с по-

верхности, не подлежат сомнению, то данные о глубинных породах земной коры следует тщательно проверять. Образцы пород, которым можно приписать мантийное происхождение, показывают слабую радиоактивность, близкую к пределам чувствительности измерительных приборов. Отсюда складывается мнение лишь о возможном "загрязнении" радиоактивными элементами этих образцов в процессе выхода пород на земную поверхность.

Метеориты, и в особенности хондриты, которые по современным взглядам считаются обломками внутренних частей планет, аналогичных Земле, имеют также очень малые, едва измеримые концентрации U и Th и малые концентрации калия. Концентрации радиоактивных элементов в земной коре, очевидно, гораздо более высокие. И хотя они остаются все же очень низкими в мантии и ядре, тем не менее если учесть суммарный объем последних, нельзя утверждать, что возможное выделяемое при распаде мантийных радиоактивных элементов тепло незначительно.

В земной коре в результате физико-геологических процессов некоторые радиоактивные элементы накопились в количествах, обеспечивающих промышленную разработку. Однако эти концентрации носят местный характер. Промышленные месторождения трех основных радиоактивных элементов составляют незначительную часть их общих естественных запасов. Поэтому тепловой эффект от этих месторождений можно не учитывать. Приведем следующий пример. Залежь с запасом 100 тыс. т урановой руды при содержании в ней 1% урана занимает объем сферы с радиусом 100 м. Возможное выделение тепла из залежи в виде равномерного потока составит 2300 кал/с и повысит температуру на $5,7^{\circ}\text{C}$ в центре сферы и на $3,6^{\circ}\text{C}$ на ее поверхности. Данное тепловое воздействие имеет лишь местное значение.

Для многих пород установлена очень четкая, хотя и мало объяснимая и, возможно, случайная связь между содержаниями урана и тория, с одной стороны, и калия — с другой. В основных и средних изверженных породах содержания (в млн⁻¹) урана изменяются от 0,1 до 3,0 (в среднем 0,9), а тория — от 0,3 до 10,0 при среднем содержании 2,7. В породах гранитного ряда пределы содержания урана составляют 1,0 — 20,0 при среднем значении 4,9, а тория соответственно 2,0 — 20,0 (в среднем 9,3) млн⁻¹. Калий в гранитах содержится в количестве 3 — 4 вес. %.

Следует обратить внимание на приведенные средние значения, которые отражают скорее данные для отобранных образцов, чем для всего изучаемого массива в целом. Образцы чаще берут на контак-

тах гранитных массивов, обычно более обогащенных металлами, чем срединные части. Отмечено, что радиоактивные элементы, исключая радиогенный калий, содержатся в гранитах исключительно в акцессорных минералах, например в цирконе.

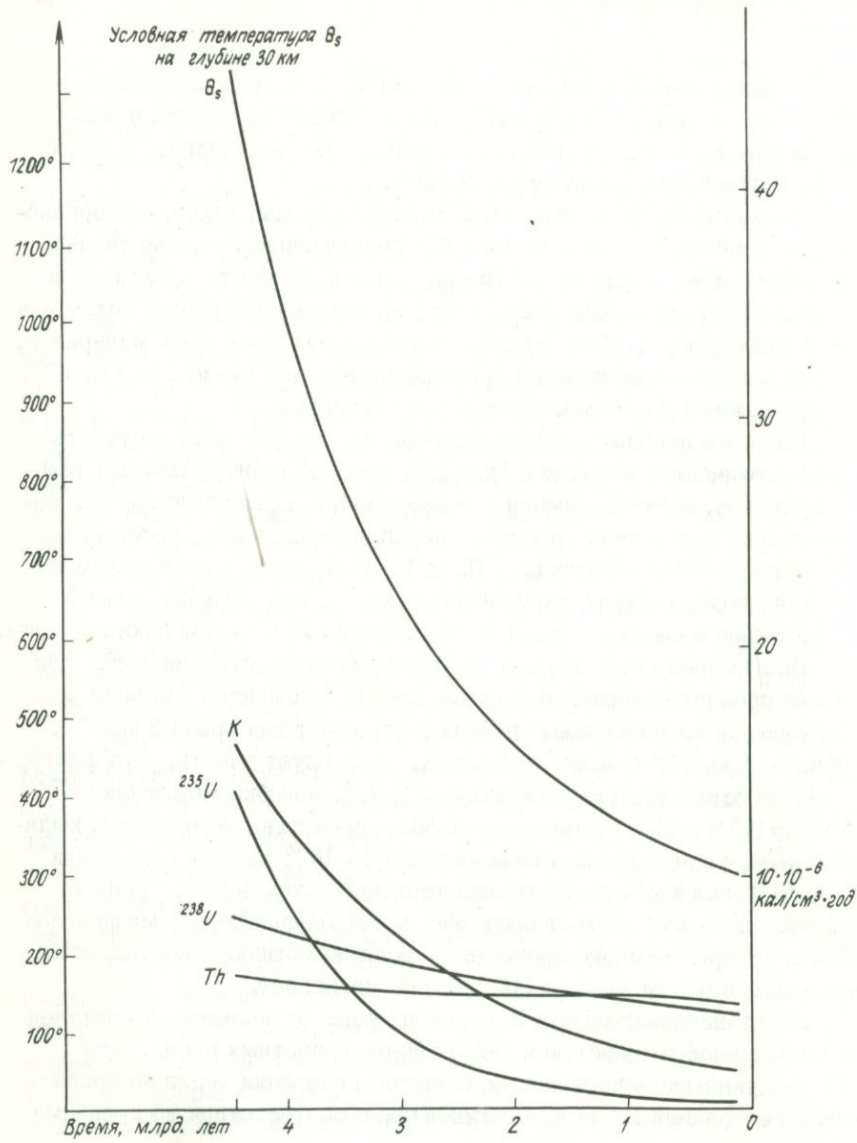
Если исключить некоторые осадочные породы, такие, как органогенные известняки с весьма низкими содержаниями радиоактивных элементов или эвапоритовые толщи, где эти элементы практически отсутствуют, то можно сказать, что концентрация урана в целом для осадочных пород зависит от соотношения в них глинистых минералов, кварца и полевых шпатов и в среднем составляет около $2 - 3 \text{ млн}^{-1}$, а содержание тория может быть лишь случайным.

Говоря о породах гранитного ряда, не следует отождествлять сейсмологическое понятие о "гранитном слое" с интрузивными телами гранитов, обнажающимися на поверхности. Гранитные породы образовались вследствие процессов переплавления пород, вызвавших, вероятно, концентрирование Th и U. Речь идет о переплавлении гнейсов, содержания радиоактивных элементов в которых должны сохраниться в соответствии с содержаниями их в материнских породах.

Вполне очевидны трудности, с которыми мы сталкиваемся при оценке средних содержаний радиоактивных элементов для всей земной коры. Приблизительные цифры составляют для урана 2 млн^{-1} , тория — 8 млн^{-1} и калия — 2 вес. %, но следует учесть, что фактор точности этих цифр приближается к 2, т. е. ошибка может составить $\pm 100\%$. При таком содержании радиоактивные элементы выделяют радиогенное тепло в количестве $3,6 \cdot 10^{-6} \text{ кал/г} \cdot \text{год}$ или $9,6 \cdot 10^{-6} \text{ кал/см}^3 \cdot \text{год}$. Средний тепловой поток Земли, равный $1,2 \text{ мккал/с} \cdot \text{см}^2$, может быть обеспечен толщиной пород мощностью 39 км, которая немного превышает среднюю мощность континентальной коры, в целом же порядок величин совпадает.

В океанических областях строение коры отличается от континентальной малой мощностью и отсутствием гранитных пород, что должно указывать на меньшую степень генерации тепла по сравнению с генерацией тепла на континентах в соответствии со средними значениями тепловых потоков.

Чтобы оценить значение приведенных данных, можно высчитать повышение температуры для случая, если ураносодержащая порода изолирована. Легко найти, пользуясь константой полураспада и данными о концентрациях, что температура этой породы повысится до 5770°C за 1 млрд. лет и до $47\,575^\circ\text{C}$ за 4,5 млрд. лет. Вполне очевидно, что в течение указанного времени охлаждение земной коры



Ф и г. 21. Выделение тепла отдельными радиоактивными элементами и суммарное выделение ими тепла как функция геологического времени.

за счет кондуктивных теплопотерь играло существенную роль. Для внутренних оболочек Земли, содержащих значительно меньше радиоактивных элементов по сравнению с корой, характерны почти такие же цифры повышения температуры, и, следовательно, можно сделать сходные выводы о кондуктивной разгрузке тепла.

Рассматривая термическую эволюцию Земли, необходимо учитывать убыль радиоактивных элементов (фиг. 21), которая свидетельствует о более активном выделении тепла в геологическом прошлом. График выделения тепла составлен с условием, что состав горных пород в прошлые эпохи был аналогичен современному. Можно видеть, что 3 млрд. лет назад роль ^{40}K в выделении тепла была преобладающей, а 4,5 млрд. лет назад эту роль играл уран-235 (в то время содержание обычного урана в уране-235 составляло 27%). Следует заметить, что если бы не было указаний на возраст Земли по другим элементам, то экстраполяция двойных отрезков времени, согласно периодам полураспада урана, привела бы к затруднениям в установлении высшего предела возраста. Из данного графика мы можем вывести заключение об изменении теплового потока в геологической истории Земли лишь в зависимости от содержащихся в коре радиоактивных элементов. Естественно, что процесс остывания первоначально разогретого вещества в астрономическую стадию развития планеты был гораздо интенсивнее.

Сравнение величины теплового потока 4 млрд. лет назад, превышающего в 3,5 раза современный, с предельной величиной, использованной нами (см. гл. 4) для доказательства несовместимости гипотезы гермической стратификации, которая обусловлена кондуктивной теплопроводностью [10], с наличием воды в проницаемых грунтах, приводит к мысли, что конвективная передача тепла с образованием паровых струй в прежние эпохи была более интенсивной. Соответственно были активнее все глубинные термические процессы в земной коре. Эти данные, по-видимому, следует учитывать при изучении геотермических условий эпохи раннего докембрия.

Охлаждение Земли в связи с уменьшением содержания радиоактивных элементов

Если предположить, что все радиоактивные элементы содержатся в земной коре, то их влияние на охлаждение Земли можно представить следующим образом. Рассмотрим температуру как сумму двух величин: $\Theta_1 + \Theta_2$, где Θ_1 соответствует решению уравнения теплопроводности без учета радиогенного тепла, а Θ_2 — температуре,

возникающей за счет распада радиоактивных элементов, причем ниже основания земной коры $\Theta_2 = 0$. Далее, выделяемое радиогенное тепло представим в виде суммы

$$\Sigma q(x) \exp(-\lambda t) \quad (8.7)$$

и температуру Θ_2 определим в виде следующего произведения:

$$\Theta_2 = F(x) \exp(-\lambda t). \quad (8.8)$$

Подставив выражение (8.8) в уравнение теплопроводности, получим уравнение для решения функции $F(x)$:

$$-c\lambda F(x) = K \frac{\partial^2 F}{\partial x^2} + q(x). \quad (8.9)$$

Если пренебречь первыми двумя величинами левой части равенства (8.9), получим

$$F(x) = (-1/K) \int_x^h q(y)(y-x) dy \quad (8.10)$$

и, в частности, для поверхности Земли

$$F(0) = (-1/K) \int_0^h q(x) x dx. \quad (8.11)$$

Если предположить равномерное распределение содержания радиоактивных элементов в толще мощностью $h = 30$ км, то $\Sigma F(0) = 290^\circ \text{C}$.

Легко обнаружить, что величина в левой части уравнения (8.11) на два порядка меньше, чем каждая из обеих величин правой части того же уравнения. Это позволяет нам ограничиться приближением, дающим при этом решении

$$\Theta_s = \Sigma \Theta_i \exp(-\lambda_i t) \quad (8.12)$$

при $\Sigma \Theta_i = 290^\circ \text{C}$. Условная температура Θ_s указана на фиг. 21.

Для Θ_1 согласно уравнению теплопроводности без учета радиогенного тепла (см. уравнение 2.22), условие $\Theta = 0$ на земной поверхности надо заменить условием $\Theta = \Theta_s$. Тогда температура поверхности сохраняется постоянной при определенном равновесии внешних факторов, характеризуемых на глубине условной температурой Θ_s , которая постепенно понижалась с 1300 до 290 °C.

Подобно тому как это было сделано раньше (см. уравнения 7.21, 7.22 и 7.23), в данной модели первоначальное распределение температуры разделено на три части: во-первых, выделено однородное

распределение, соответствующее разнице между начальными температурами (поверхностной и 1300 °С); во-вторых, учтено распределение начальной температуры 1300 °С, постепенно снижающейся до 290 °С, согласно уравнению (8.12); в-третьих, учтено распределение начальной нулевой температуры на поверхности, которая мало влияет на поверхностный градиент.

Следует в основном заняться вторым условием распределения температуры, чтобы установить, какой градиент возникает в результате постепенного снижения поверхностной температуры. Расчет может быть сделан для сферы [9], но он приводит к мало совпадающим выкладкам, величины которых меняются по экспонентам, так что представлять их здесь, по-видимому, нецелесообразно. Мы можем дать лишь приблизительную оценку этого вопроса.

Если начиная со времени t температура на поверхности полусферы снизилась на $\Delta\Theta$, то последующая температура может быть вычислена по уравнению

$$\Theta(x, \tau) = \Delta\Theta \operatorname{erfc} [x / \sqrt{4\alpha(\tau - t)}]. \quad (8.13)$$

Если же температуру поверхности, сперва равную нулю, затем выразить через $\Theta_s = f(t)$, то будем иметь

$$\Theta(x, \tau) = \int_{-\infty}^{\tau} f'(t) \operatorname{erfc} [x / \sqrt{4\alpha(\tau - t)}] dt, \quad (8.14)$$

откуда

$$\frac{\partial \Theta}{\partial x} = - \int_{-\infty}^{\tau} (2/\sqrt{\pi}) f'(t) \exp[-x^2/4\alpha(\tau - t)] \times [1/\sqrt{4\alpha(\tau - t)}] dt \quad (8.15)$$

и при $x = 0$, $\tau = 0$

$$\frac{\partial \Theta}{\partial x} = - \int_{-\infty}^0 [2f'(t)/\sqrt{-4\pi\alpha t}] dt. \quad (8.16)$$

Интеграл в уравнении (8.16) численно рассчитан для указанных выше температурных распределений в одной и той же толще мощностью 30 км по значению функции, определяемой уравнением (8.7), откуда по функции

$$f' = - \Sigma q \lambda \exp(-\lambda t) \quad (8.17)$$

находим значение геотермического градиента, равное 1°С на 480 м. Это означает, что в связи с понижением температуры поверхности

соответствующий тепловой поток, направленный из недр Земли, составляет $0,1 \text{ мккал/с} \cdot \text{см}^2$, т. е. в 10 раз меньше нормального.

В действительности чрезвычайно сомнительно приписывать внутренним областям Земли термические свойства поверхностных пород, тем более если речь идет о схематически рассчитанной температуре в верхней мантии. Вполне возможно, что в мантии существуют более активные процессы переноса тепла, чем кондуктивная теплопроводность, например конвекция.

В настоящий момент мы ограничимся представлением этих процессов, выбрав большие значения коэффициентов K и, следовательно, α . Тепловой поток выразим дробью, в числителе которой стоит K , а в знаменателе — квадратный корень из суммарных значений α . Увеличение K вызовет повышение теплового потока, достигающего поверхности (или основания земной коры), и соответственно снижение условной температуры на поверхности прямо пропорционально квадратному корню из кондуктивной теплопроводности.

Какова бы ни была роль конвекции в тепловом обмене земной коры с верхней мантией, в результате оказывается, что общий тепловой поток приводит к охлаждению глубоких слоев земной коры в процессе ее термической эволюции. Возможно, это зависит не столько от суммарного содержания радиоактивных элементов, сколько от их распределения по глубине от земной поверхности. В коре под океанами распределение концентрации урана и тория отличается от такового в континентальной коре. Однако можно допустить, что если даже их общее содержание в океанической коре меньше, чем на континентах, время их существования может быть достаточно длительным, чтобы обусловить значительную их роль в глубинном тепловом потоке, вызванном остыванием. Этим объясняется равенство средних тепловых потоков океанических и континентальных областей.

Наши представления весьма гипотетичны, в особенности о количественном содержании в коре радиоактивных элементов и их вторичных компонентов. Однако бесспорно то положение, что нельзя вообразить тепловой поток Земли, точно уравновешенный радиогенным теплом земной коры. Один лишь факт уменьшения количества радиоактивных элементов влечет за собой понижение условной температуры на поверхности, а значит, и в основании коры. Это явление вызывает тепловой поток, зависящий от остывания и равный по меньшей мере одной десятой доли нормального теплового потока, если не больше. Величина его, рассчитанная по интегральному уравнению (8.16), меняется от фактора $1/\sqrt{t}$ и указывает на преобладающую

его роль в древнейшие эпохи. Фактически этот поток соответствует первому из указанных выше температурных распределений: от общей начальной температуры в основании коры до условной температуры (1300°C), вызванной радиоактивностью. Очевидно, в тот период тенденция к остыванию земной коры не намечалась. Другие виды первоначального температурного распределения повлияли, по-видимому, в одинаковой степени на современный тепловой режим земной поверхности.

В качестве примера рассмотрим некую поверхность с начальной нулевой температурой и будем считать, что процесс радиоактивности сосредоточен всецело в коре. Прибавим к приведенному выше решению (см. уравнение 8.16), соответствующему начальной температуре 1300°C , решение, отвечающее начальной температуре -1300°C . Величина градиента при этом составит $-1^{\circ}\text{C}/500\text{ м}$, т.е. будет почти равна и противоположна полученной ранее, что связано с уменьшением содержания радиоактивных элементов. Это означает, что в первой стадии радиоактивные процессы нагрели нижнюю часть коры, затем она стала остывать, и небольшое количество скопившегося здесь тепла стало восполнять современный тепловой поток. Дальнейшее развитие мысли на основании этого примера не представляет интереса, ибо он не соответствует действительности. Мы приводим его только для иллюстрации способа, с помощью которого можно построить некоторую гипотезу относительно первоначального теплового режима земной коры.

Если бы нам было известно распределение радиоактивных элементов, легко было бы определить соответствующее распределение температур. К сожалению, у нас нет точной информации о распределении радиоактивных элементов как в мантии, так и особенно в ядре Земли. Сравнение с метеоритами, в частности с хондритами, дает единственную примерную модель, но неизвестно, в какой мере она приемлема. Можно лишь иметь в виду, что это правомерно подтверждает меньшее содержание радиоактивных элементов в мантии, чем в коре, но во всяком случае не нулевое. Одновременно подтверждается вывод, основанный на чисто термическом анализе и показывающий, что одинаковая радиоактивность мантии и коры обеспечила бы более интенсивный тепловой поток, который в действительности не наблюдается. С другой стороны, внутренняя механическая активность, которая столь отчетливо проявляется на поверхности, бесспорно указывает на наличие радиоактивности как в мантии, так и в ядре. В отношении океанических областей нельзя сделать столь уверенный вывод из-за отсутствия данных о распределении там радиоактивных элементов.

Рассеяние гравитационной энергии в процессе конденсации

Гельмгольц обратил внимание на этот источник энергии, высвобождаемой в результате процесса конденсации или сгущения, т. е. взаимного притяжения первоначально рассеянных в пространстве частиц и изменения радиального распределения их общей массы. Мы допускаем сохранение сферической симметрии общей массы и пренебрегаем ротационным эффектом. Часть гравитационной энергии проявляется в виде упругих напряжений сжатия вещества, остальная же часть должна рассеиваться в виде тепла.

Подсчет высвобождаемой в процессе конденсации энергии можно провести следующим образом. Масса вещества m в радиусе r составляет

$$m = 4\pi \int_0^r \rho r^2 dr. \quad (8.18)$$

Часть массы dm , соответствующая увеличению радиуса r до $r' + dr$, испытывает силу притяжения

$$Y = f \frac{m \cdot dm}{r^2}, \quad (8.19)$$

и если масса dm удалена в бесконечность, то энергия тяготения составит

$$dU = f \frac{m \cdot dm}{r}. \quad (8.20)$$

Для массы Земли энергия тяготения рассеянных ее частиц в бесконечном пространстве была бы равна

$$U = f \int_0^M \frac{m \cdot dm}{r}, \quad (8.21)$$

если принять r как функцию m , или

$$U = f \int_0^a m \frac{dm}{dr} \cdot \frac{dr}{r}, \quad (8.22)$$

если считать m как функцию r .

Для шара с равномерной плотностью 5,51 имеем

$$m = \frac{4}{3} \pi r^3 \cdot 5,51 \quad (8.23)$$

или

$$\frac{dm}{dr} = 4\pi r^2 \cdot 5,51, \quad (8.24)$$

откуда получим

$$U = f \cdot 16\pi^2 \cdot 5,51^2 \cdot \frac{R^5}{15} = 0,6 M g R, \quad (8.25)$$

или

$$U = f \cdot 3,35 \cdot 10^{46} \text{ эрг} \cdot \text{с} = 22,4 \cdot 10^{38} \text{ эрг} \cdot \text{с}. \quad (8.26)$$

Фактически для Земли, если принять распределение ее плотности по первой модели Буллена, суммарная гравитационная энергия численно составит $25,0 \cdot 10^{38}$ эрг·с.

Энергию упругих напряжений сжатия Земли легко подсчитать, исходя из известных значений давления и плотности, возрастающих с глубиной, и скоростей сейсмических волн, которые имеют следующие выражения:

$$\sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}} \quad \text{и} \quad \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}, \quad (8.27 \text{ и } 8.28)$$

из которых можно получить величины коэффициентов упругости λ и μ . Тогда упругая энергия сжатия на единицу объема равна

$$\frac{3p^2}{2(3\lambda + 2\mu)}. \quad (8.29)$$

Суммарная энергия упругих напряжений сжатия, исходя из значений плотности по первой модели Буллена и скоростей сейсмических волн по Гутенбергу и Рихтеру, выражается числом $7,88 \cdot 10^{37}$ эрг·с, из них $4,45 \cdot 10^{37}$ эрг·с в ядре и $3,43 \cdot 10^{37}$ эрг·с в мантии, что вполне заметно, поскольку составляет 3,2% потенциальной энергии конденсации рассеянного вещества Земли.

Чтобы оценить значение полученных цифр, можно сопоставить их с массой Земли, равной $5,976 \cdot 10^{27}$ г. Если среднюю удельную теплоемкость горных пород принять равной $0,185$ кал/г, то энергия конденсации рассеянного вещества (гравитационная) за вычетом энергии сжатия $(25,00 - 0,79) \cdot 10^{38}$ эрг·с обеспечила бы повышение температуры Земли до 54000 °С.

Масса, идентичная массе Солнца, при высвобождении гравитационной энергии нагревается до нескольких десятков миллионов гра-

дусов. Это приводит к возникновению ядерных реакций и энергии излучения Солнца, как и других звезд.

В отношении Земли надо сказать, что только переход ее массы от состояния с равномерной плотностью к современному состоянию с плотным ядром приводит к выделению энергии в $2,6 \cdot 10^{38}$ эрг·с, или 1040 кал/г, которая достаточна для нагревания всей массы до $5\,000$ °С, если ее удельная теплоемкость соответствует удельной теплоемкости приповерхностных пород (и если не считать возможного увеличения энергии упругих напряжений в связи с повышением давления при сжатии массы).

Возникновение Земли часто представляется как результат сгущения первоначального рассеянного газопылевого облака. Однако нельзя быть уверенным в том, что это сгущение совершилось в одну стадию, ибо это привело бы к сильному разогреву всей массы, как мы только что показали. Более правдоподобно представить данный процесс в виде довольно медленной аккреции, т.е. накопления сгущаемой массы последовательными слоями с частичным гашением кинетической энергии приливно-отливной деятельностью и действием магнитного поля. Тепло, выделяемое в процессе конденсации массы, образуется главным образом на поверхности, откуда оно, по-видимому, хотя бы частично, постепенно рассеивается путем излучения. Поэтому трудно представить точную степень нагревания земного шара на первичной стадии его формирования. Но нагревание в эту стадию кажется вполне правомерным.

Так или иначе, изменение прежней массы с однородной плотностью до ее современного состояния с сильно выраженным ядром потребовало перемещений вещества внутри Земли. Выделившаяся энергия была затрачена на разогрев соответствующих внутренних оболочек.

Нельзя быть уверенным в том, что вся потенциальная энергия выделялась в астрономическую стадию формирования Земли. Вполне возможно, что некоторая дифференциация ее сфер происходит и в настоящее время и выступает в качестве источника внутренней энергии, который надо принять во внимание. Десятая часть гравитационной энергии, выделенной в процессе превращения Земли из шара с однородной плотностью в шар с дифференцированными внутренними оболочками, достаточна для питания теплового потока в $1,95 \cdot 10^{20}$ кал/год в течение 2,9 млрд. лет без учета радиогенного тепла. Механическая энергия, выделяемая при сейсмических явлениях, тектонических деформациях и дрейфе материков, образует весьма малую часть — не более нескольких тысячных долей — энергии, высвобождаемой при дифференциации земного ядра.

ПРОБЛЕМА ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ ЗЕМЛИ В АСПЕКТЕ ГЕОТЕРМИИ

В изложенном выше материале отражено стремление представить данные о различных элементах теплового баланса всего земного шара независимо от признанных и гипотетических представлений относительно его внутреннего строения с целью уточнения порядка некоторых величин и оценки их достоверности, обеспечивающей приемлемость того или иного заключения.

Теперь уже ясно, что тепловой баланс и рассчитанное на его основе распределение температур в современную и недавние геологические эпохи могут быть установлены только в рамках модели, учитывающей достижения таких наук, как сейсмология, гравиметрия, учение о магнетизме, петрология и общая геология, и отвечающей адекватным гипотезам.

Одной из моделей может служить современное представление о кондуктивном тепловом потоке Земли, существующем продолжительное время и подверженном влиянию радиогенного тепла. Такая модель дает ценные результаты в смысле изучения тепловых потоков, если она будет соответствовать представлениям о генезисе и эволюции Земли в течение 4,6 млрд. лет, которые, как мы теперь хорошо знаем, составляет ее возраст. Современный тепловой режим сформировался в процессе развития Земли. Вместе с тем геотермические данные анализируются и уточняются в связи с генетическими представлениями и гипотезами о Земле [19, 20].

Объем книги не позволяет нам использовать геофизические данные, обосновывающие приемлемые гипотезы о внутреннем строении Земли [4, 8, 15, 18, 27]. Мы считаем, что они известны читателю, и будем обращаться к ним лишь в случаях необходимости отдать предпочтение одной из гипотез.

Элементы энергетического баланса

Тепловой поток Земли — не единственная форма проявления ее внутренней энергии. Не говоря о вулканах, которые представляются нам главным образом явлениями термического характера, самым значительным проявлением внутренней энергии следует считать складчатость или — в более общем представлении — деформацию горных пород (Горобразование). Как теперь известно, деформация пород свойственна не только материкам, если исходить из того общего факта, что отдельные плиты, составляющие кору или, точнее, литосферу, скользят с различной скоростью и образуют своеобразные структуры в местах их соединения. Попытаемся оценить по крайней

мере порядок величины энергии, выделяемой в результате этих явлений.

Одно из проявлений современной тектонической активности — сейсмическая активность. Существующая в настоящее время разветвленная сеть сейсмических станций позволяет получать полные данные о значительных подземных толчках. Оценка выделенной ими энергии довольно сложна. Она устанавливается посредством эмпирического определения магнитуды или условной силы одного толчка, затем нескольких толчков, что не дает оснований для сколь угодно уверенных выводов. Поскольку предполагается, что от одной магнитуды к другой величина энергии варьирует в соотношении порядка 1:63, а частота — в соотношении 1:10, ясно, что сильные толчки вносят в общий результат наиболее значительный вклад. Расчетная суммарная сейсмическая энергия равна 10^{25} эрг · с/год и эквивалентна $3 \cdot 10^7$ кВт · год/год, причем большая часть этой энергии выделяется за несколько секунд.

Помимо сейсмической энергии, величина которой в современную эпоху, по нашему предположению, может считаться представительной и для других геологических эпох, выделяется тектоническая энергия, проявляющаяся, во-первых, в создании рельефа земной поверхности и, во-вторых, в механических деформациях горных пород, часто весьма значительных.

Потенциальную энергию формирования рельефа дневной поверхности легко подсчитать, исходя из статистической обработки данных о высотах поверхностей над уровнем моря, которые выражаются гипсографической кривой.

Потенциальная энергия формирования континентального рельефа по отношению к уровню моря, подсчитанная отдельно, составляет $4,7 \cdot 10^{21}$ кДж. Общая потенциальная энергия образования рельефа океанического дна, рассчитанная с условием его нивелирования к постоянной отметке, равна $29 \cdot 10^{21}$ кДж. Но следует принять во внимание изостатическую компенсацию рельефа: каждому видимому рельефу соответствует дефицит плотности пород на некоторой глубине, что заставляет повысить приведенные выше цифры (с учетом коэффициента отклонения величин плотности пород, равного 0,6) на $(2,67/0,6) = 4,5$ для континентов и на $(1,67/0,6) = 2,7$ для океанических областей в свете закона Архимеда. В действительности эти уточнения весьма приблизительны, ибо точность определения плотности глубинных пород составляет 10 — 20%

Геологические данные показывают, что древний рельеф разрушается вследствие эрозии, а современный рельеф сформирован в результате поднятий в относительно недавнее время (после миоцена),

хотя деформация пород могла иметь место и раньше. Отсюда можно допустить, что суммарная величина энергии рельефообразования, затраченная в течение 10 млн. лет, эквивалентна формированию современного континентального рельефа. Океанический рельеф в целом гораздо древнее, его образование продолжалось 200 млн. лет, если не дольше.

Для образования континентального рельефа затрачивается энергия в количестве

$$4,7 \cdot 4,5 \cdot 10^{21} \text{ кДж} / (10^7 \cdot 3,15 \cdot 10^7) = 6,7 \cdot 10^7 \text{ кВт.} \quad (8.30)$$

Образование океанического рельефа в течение 200 млн. лет требует энергии в количестве

$$(29,0 - 4,7) \cdot 2,7 \cdot 10^{21} / 2 \cdot 10^8 \cdot 3,15 \cdot 10^7 = 1,07 \cdot 10^7 \text{ кВт.} \quad (8.31)$$

Суммарная энергия рельефообразования составляет почти $8 \cdot 10^7$ кВт.

Очень трудно оценить энергию, затраченную на деформацию пород, потому что определение ее возможно только по величинам приложенных сил. Для замедленных процессов, например для перекристаллизации пород, энергия значительно ниже той, которая наблюдается в лабораторных условиях (здесь быстрые деформации возникают под действием иных процессов). Нам известно только, что общая затрачиваемая энергия распределяется между деформацией и созданием рельефа и что таким образом вся энергия глобальных деформаций, даже при их минимуме, должна иметь тот же порядок величины, что и энергия рельефообразования.

Согласно теории тектоники плит, твердые глыбы литосферы движутся со скоростью несколько сантиметров в год, скользя по вязкому внутреннему слою, называемому астеносферой. Наиболее достоверные сведения о вязкости астеносферы получены по данным изучения послеледникового преобразования Скандинавии. На обширной площади поперечником 2000 км нарушение равновесия декомпенсировалось наполовину за 6000 лет, причем такое запаздывание может быть объяснено только за счет вязкости астеносферы. Если мощность астеносферы велика, то величина вязкости составляет около 10^{21} П, но если она ограничена, то получают соответственно меньшую величину вязкости, в общем прямо пропорциональную мощности в кубической степени и равную около 10^{19} П при мощности 100 км.

Если обозначить скорость движения плиты через v [см/год] и принять мощность астеносферы равной $h \cdot 100$ км, то величина ее силы сдвига, определяемая произведением коэффициента вязкости на градиент скорости сдвига, составит

$$\eta(v/h) \cdot 3,15 \cdot 10^{-14}, \quad (8.32)$$

а затрачиваемая работа в год —

$$\eta(v^2/h) \cdot 3,15 \cdot 10^{-15} \text{ эрг/см}^2. \quad (8.33)$$

Если v — средняя величина из квадратичных скоростей плит всей Земли, то суммарная энергия равна

$$\eta(v^2/h) \cdot 5 \cdot 10^{-14} \text{ кВт}, \quad (8.34)$$

откуда по конкретным исходным данным h , v и η можно найти энергию W , затрачиваемую на движение плит литосферы, а именно:

h , км	v , см/год	η , П	W , кВт
100	3	10^{19}	$4,5 \cdot 10^6$
300	2	10^{21}	$6,6 \cdot 10^7$

Таким образом, мы получили еще один вид затрачиваемой энергии, оцениваемой цифрами того же порядка, что и другие виды энергии Земли, или несколько меньшими, если предположить слой астеносферы менее мощным или менее вязким. Очень правдоподобно, что вязкость значительно меняется в зависимости от глубины, но введение в изучаемую модель закона изменения вязкости, о котором мы ничего не знаем, вряд ли целесообразно.

Суммируя эти предположения, как бы грубы они ни были, мы можем утверждать, что механическая энергия, затраченная на тектонические процессы, должна быть порядка $1 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^8$ кВт, что очень мало по сравнению с тепловым потоком в $2,56 \cdot 10^{10}$ кВт. Вероятно, нам надо искать механизм, посредством которого эта механическая энергия могла бы возникнуть вследствие термических процессов, не исключая потенциальной энергии силы тяжести, высвобождаемой при дифференциации вещества в ядре или мантии.

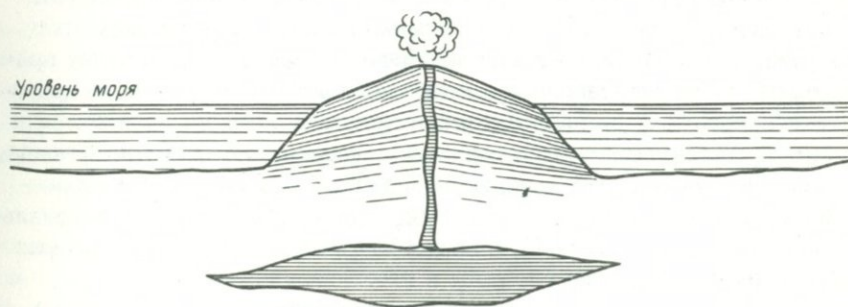
Легко показать, что предложенная в начале прошлого века гипотеза сжатия земного шара вследствие остывания не подходит для данной цели. Достаточно подсчитать механическую энергию, накопившуюся в виде энергии упругости, чтобы определить силы сжатия, вызываемые охлаждением. Эти силы возрастают прямо пропорционально времени, а энергия упругости — прямо пропорционально квадрату величины времени. Средняя выделяемая энергия прямо пропорциональна времени, в течение которого накапливаются силы сжатия. Но сделанный расчет [11, 12] самого быстрого остывания, согласно модели Бюффона и без учета радиогенного тепла, показывает, что силы сжатия могли накапливаться в промежутки времени, значительно превышающие возраст Земли, и достигнуть величины в сотни кбар. Подобным силам сжатия не может противостоять без деформаций

ни одна горная порода. Поэтому можно отказаться от этой одной из старейших в геологии гипотезы сжатия.

Конвекция

Единственный механизм, который может объяснить возникновение механической энергии, — это конвективные потоки, но мы будем представлять их здесь в непривычных формах. Например, вулканические извержения, при которых вес пластов горных пород, состоящих большей частью из застывших лав, оказывает на магматический резервуар давление, позволяющее более легкой лаве подниматься до поверхности, могут рассматриваться как одна из форм проявления конвекции (фиг. 22). Если из расплавленной лавы раньше, чем она затвердеет, выделяются летучие продукты, содействующие ее облегчению и подъему, то эти процессы гравитационной дифференциации добавляются к конвекции.

Одним из условий конвекции является однообразие химического состава вещества (с учетом его гравитационной дифференциации, способствующей усилению конвекции), которое вполне вероятно, если принять во внимание увеличение плотности вещества с глубиной, особенно от 400 до 900 км, и подтверждается также процессом гравитационного сжатия вещества, о чем свидетельствуют минералогические ассоциации, характерные для области высоких давлений. Наиболее известны минералы, принимающие структуру шпинели, например оливин, в котором содержание магния увеличивается пропорционально росту давления. Но возможны и другие модификации: может появиться кремнезем в форме стишовита в области давлений выше 100 кбар с плотностью, превышающей в 4 раза плотность кварца при атмосферном давлении.



Ф и г. 22. Схема гавайского вулкана (Гавайские острова, США), питаемого конвективным потоком магмы.

Вторым условием конвекции является некоторая текучесть вещества. Но в дальнейшем мы увидим, что его вязкость может оказаться для этого слишком высокой; тогда необходимо, чтобы даже наиболее слабые силы вызывали деформацию, и, как бы медленно последняя на развивалась, она должна преодолеть предел пластичности вещества.

Конвекция происходит только в том случае, когда температурный градиент равен или превышает адиабатический градиент, который соответствует изменению температуры с изменением давления в зависимости от глубины. Экспериментальные данные о свойствах минералов, соответствующих их свойствам в условиях мантии, указывают, что этот градиент должен быть порядка $0,25 - 0,30^\circ\text{C}/\text{км}$.

Геотермический градиент вызывает кондуктивный поток тепла, который не оказывает влияния на конвекцию. Последняя предполагает перенос тепла движущимся веществом, так что к этому виду теплопереноса можно применить принцип Карно, чтобы рассчитать максимальное количество тепла, преобразуемого в механическую энергию. Данное количество тепла находится в пропорциональной зависимости от температур основания и вершины конвективной системы. Пропорция может быть получена по разности указанных температур и абсолютной температуре основания системы. Если ее высота не велика и геотермический градиент близок к адиабатическому, то производительность системы может оказаться очень низкой.

Однако, несомненно, высокая вязкость среды поглощает часть механической энергии конвективных потоков. Может произойти и полное погашение механической энергии большей частью за счет вязкости, что отмечается в ряде случаев, когда конвективные потоки внешне не эффективны.

Математическое описание системы конвективных потоков можно дать в первом приближении при средних условиях и постоянном температурном градиенте. В любой системе потоков, нарушающих этот постоянный градиент, согласно величине приращения $\Delta\Theta$, будет происходить распространение теплового воздействия, а согласно приращению скорости V — распределение скорости потоков. Зная коэффициент L , характеризующий тепловые и физические свойства флюида, можно оценить масштаб конвективного процесса. Градиенты скоростей пропорциональны отношению V/L , движущие силы пропорциональны произведению $\eta(V^2/L^2)$, а общая энергия потока, затрачиваемая на его движение, равна $\eta V^2 L$.

Кроме того, колебания плотности пропорциональны $\lambda\Delta\Theta$ (где λ — коэффициент теплового расширения флюида) и изменению давления $\lambda L \cdot \Delta\Theta$.

Полученная при этом механическая энергия равна интегральной величине произведения объема на скорость и на градиент давления, изменяющегося относительно точки равновесия в зависимости от температуры, т.е. $L^3 V \lambda \cdot \Delta \Theta$.

Для работы конвективной системы в рассматриваемых условиях требуется, чтобы отношение

$$\lambda \cdot \Delta \Theta V L^3 / \eta V^2 L \quad (8.35)$$

соответствовало некоторой численной величине, зависящей от исходных данных, которые характеризуют эту систему: скоростей течения, параметров флюида и перепада температур.

Это соотношение равно

$$\lambda L^2 \cdot \Delta \Theta / \eta V, \quad (8.36)$$

так что для его реализации всегда можно принять очень малую величину V , какой бы большой ни была вязкость η . Что касается механической энергии, то она прямо пропорциональна выражению

$$L^3 \lambda V \cdot \Delta \Theta, \quad (8.37)$$

где приращение температуры $\Delta \Theta$, т.е. ее разность в вершине и основании системы, имеет ограниченный максимальный предел. Данное ограничение играет основную роль в расчете механической энергии, поскольку, будучи реальным, оно значительно ниже идеального значения по принципу Карно.

Высказанные соображения не касались форм конвективных потоков или примерной конвективной модели. Расчеты таких моделей не могут быть унифицированы в связи с доминирующим влиянием таких сложных факторов, как изменения вязкости и температуры флюидов.

Фактически не существует реальной конвективной системы, которая могла бы быть точно рассчитана даже при упрощении данных о физических свойствах, например путем принятия однородной вязкости, не зависящей от температуры и т.д. Единственно, что поддается оценке, — это начальное состояние флюида, который, если условно нарушить его тепловые свойства, позволит установить его преобразования в процессах расширения или сжатия.

Приведенный расчет стабильности конвективной системы аналогичен расчету, который был дан в гл. 3 и касался отличающейся по своей природе конвекции жидкости в пористой среде. Мы не располагаем удовлетворительными математическими расчетами, характеризующими полный цикл конвективных течений, обеспечивающих эффективный теплоперенос с превращением части тепла в механическую

энергию за счет вязкости флюида и сил трения. Учитывая размеры Земли и чрезвычайно высокую вязкость мантии, можно представить порядок величины предполагаемых конвективных течений путем рассуждений, основанных на очень грубых моделях.

Самый простой способ — представить конвективную ячейку с линейными параметрами: шириной $2a$, толщиной $2b$ и длиной $2c$ — и записать скорости флюида в виде следующих выражений:

$$U = v_0 (a/b) \cos(\pi x/2a) \sin(\pi y/2b), \quad (8.38)$$

$$V = -v_0 \sin(\pi x/2a) \cos(\pi y/2b). \quad (8.39)$$

Температура в восходящем или нисходящем потоке должна характеризоваться адиабатическим перепадом (точнее, характеризовать поток его постоянной энтропии). Если G — наадиабатический градиент (т.е. избыток реального температурного градиента сверх адиабатического градиента), то предел возможных изменений температур равен $2Gb$; тогда перепад температуры между потоком и вмещающей средой можно записать как

$$Gb \sin(\pi x/2a). \quad (8.40)$$

Изменения плотностей, вызванных расширением, выражаются как

$$\rho g \lambda \cdot \Delta \Theta, \quad (8.41)$$

и можно принять $\rho = 3$, $g = 900$, $\lambda = 5 - 8$ (в среднем $6,6$) $\cdot 10^{-6}$ при $\eta = 10^{21}$.

Для одной конвективной ячейки легко определить энергию, затрачиваемую на преодоление вязкости, а именно:

$$W = 2ac\eta v_0^2 \pi^2 [(a^2 + b^2)/4ab]^2 / b. \quad (8.42)$$

Движущая сила конвекции состоит в вертикальном перемещении флюида, меняющемся в зависимости от изменения градиента давления, которое в свою очередь зависит от плотности и для одной ячейки выражается равенством

$$P = 2ac \cdot (2/\pi) \cdot g\rho\lambda G v_0 b^2. \quad (8.43)$$

Чтобы определить по формулам (8.42) и (8.43) порядок величин, относящихся к Земле в целом, выразим вертикальную скорость V [см/год] через v_0 , $V = v_0 \cdot 3,15 \cdot 10^{-8}$, высоту h [км] системы через $2b$, $h = b \cdot 10^{-5}$, и распространим подсчет на всю поверхность Земли, принимая средний радиус конвективной системы равным 5000 км, откуда ее поверхность выразится величиной $\pi \cdot 10^{18}$ (которая заменяет величину $2ac$). Выразим наадиабатический градиент S в $^\circ\text{C}/\text{км}$, т.е. $S = G \cdot 10^5$.

Таким образом, мы получим потенциальную энергию в конвективной системе

$$P = 10^4 S V h^2 \text{ [кВт]}, \quad (8.44)$$

кинетическую энергию конвективных потоков

$$W = 10^{10} V^2 / h \text{ [кВт]} \quad (8.45)$$

и количество конвективного тепла, дополняющего кондуктивный поток,

$$2,7 \cdot 10^{10} h V \text{ [кал/с]}, \quad (8.46)$$

или $10^8 h V$ [кВт]. Выражение (8.46) указывает на слишком большую величину конвекции, возможную для некоторых рассмотренных моделей. Именно конвекция ограничивает перепад температур потоков до величин, меньших тех, которые приняты нами в качестве возможного максимума (Gh); может также случиться, что скорости будут ниже или, напротив, потоки окажутся не рассеянными по всему пространству, как учтено нашей моделью, а более локализованными.

Из формул (8.44) и (8.45) выводится условие

$$V < S (h / 100)^3. \quad (8.47)$$

При $S = 1$ (едва ли можно предвидеть, что S может быть больше 2 – 3) это условие (формула 8.47) ограничивает предел скорости конвективного потока величинами $V = 1$ см/год в системе высотой 200 км и $V = 1$ м/год при высоте системы 1000 км.

Формулы (8.44) и (8.45) показывают также зависимость потенциальной и кинетической энергии конвективных потоков от высоты системы. Предположим, что скорость равна половине предельной и $S = 2$. Тогда получим $V = (h / 100)^3$, и искомая потенциальная энергия будет равна $P = 2 \cdot 10^{-2} h^5$ кВт (половина ее погашается вязкостью, а другая половина реализуется в виде кинетической энергии).

В формуле (8.47) следует обратить внимание главным образом на величину h . Механическая энергия, которая может вызвать конвекцию в мантии, о чем можно судить по косвенным данным, характеризующим геотермический градиент (вполне вероятно, что он близок к таковому при температуре плавления, изменяющейся от давления), очень сильно увеличивается с высотой конвективной системы.

Наши подсчеты слишком грубы, чтобы дать истинную величину затрачиваемой энергии; более точные ее пределы определяются принципом Карно. Но можно отметить, что конвективная система небольшой высоты, порядка $2h = 200$ км, окажется слабой по своей меха-

нической энергии, поэтому более реальной представляется крупная система, высотой до 1000 км или больше. Максимальные скорости конвективных потоков при этом могут достигать 1 м/год.

В итоге следует подчеркнуть жизненность гипотезы о конвективных потоках во внутренних областях Земли, продуцирующих механическую энергию и проявляющих большую активность в виде мантийного теплового потока. Конвективные течения могут быть чрезвычайно разнообразными по своим проявлениям и вещественно-энергетической продуктивности, поэтому современные схематические модели этих процессов требуют дальнейшей разработки.

Если вспомнить, что вязкость изменяется с глубиной в связи с температурными изменениями конвективных потоков в зонах их рассеяния, то можем заключить, что это, вероятно, влияет на их формы, на различное действие сил трения и на неодинаковый подъем температурных волн. В частности, резко выраженные восходящие потоки, отличающиеся более высокой температурой и меньшей вязкостью флюидов, более быстрые, и, следовательно, они движутся по более открытым путям и достаточно хорошо изолированы от рассеянных нисходящих потоков. Стенки выводных каналов нагреваются и обеспечивают относительное снижение вязкости восходящих флюидов.

Следует подчеркнуть различие наблюдаемых конвективных потоков и тех, которые предполагаются в глубинах Земли. Для первых значительную роль играет инерционность, приводящая к установлению их стационарного режима. Не так обстоит дело с течениями в мантии. Кинетическая энергия их, обусловленная указанными выше скоростями, в целом незначительна. В сбалансированных расчетных моделях кинетическая энергия соответствует механической энергии, погашаемой силами трения в вязкой среде за время порядка сотой доли секунды. Не исключено, следовательно, что движение здесь нерегулярное во времени и носит характер пульсации за счет накопления упругой энергии при остановках.

Напомним, что при оценке тепловой мощности конвективных потоков легко впасть в ошибку, поскольку происходит плотностная дифференциация флюида (в том числе и при одинаковых температурах). При этом как в нисходящих, так и в восходящих потоках более легкие фракции накапливаются сверху, а более тяжелые — внизу. Такая прогрессивная дифференциация может быть прослежена с начала геологической истории и может рассматриваться как источник гравитационной энергии расширения, играющей существенную роль в тектогенезе.

Данные теоретические соображения показывают, что конвективная гипотеза вполне правомерна по крайней мере для соответствующих глубинных условий. Однако формы проявления конвекции на больших глубинах не известны, поскольку не ясны физико-химические характеристики вещества на этих глубинах.

Признано, что резкое снижение сейсмических скоростей, отмечаемое на глубине 150 км и объясняемое плавлением вещества, указывает на глубину в астеносфере, определяющую горизонтальные движения материковых плит и их изостатическое равновесие. Эту глубину можно также принять как предел конвективных течений. Вопрос о глубине их развития все еще остается неясным. Модели, предложенные многими авторами, указывают на меньшие глубины, но это, как нам кажется, мало правдоподобно, если учесть трудности в оценке энергии тектонического сжатия. Не достаточно ясным остается вопрос о кондуктивном переносе тепла в зонах глубже области конвективных течений. Отсюда возможно допущение существования в этих зонах температурных градиентов, указывающих на плавление вещества. Таким образом, конвекция, по-видимому, господствует в области, близкой к основанию верхней мантии.

Классический механизм тектоники плит опирается на основные положения теории конвекции, в том числе и на представления о подъеме интрузивных основных и ультраосновных пород по открытым разломам рифтовых зон. Известно, что рифтогенез определяет намагничивание горных пород океанического дна. Зоны магнитных аномалий располагаются параллельно рифтовой зоне с обеих сторон. Тепловой поток в осевой зоне рифта превышает нормальный в 8 раз, и такая величина теплового потока наблюдается на расстоянии 100 км в ту и другую сторону от оси рифта. Дополнительный вынос тепла в рифтовых зонах Земли может составить $3 \cdot 10^9$ кал/год \cdot см, что соответствует остыванию изверженных пород, которые ежегодно накапливаются на дне океана слоем толщиной 2 см, или выделению тепла из 60-километровой толщи с температурой 500 °С. Но вполне очевидно, что такой средний баланс полностью не объясняет ни данное явление, ни любую из предложенных моделей движения плит, предусматривающую кондуктивную природу теплового потока, возникающего за счет внедрения магматических тел.

Нисходящие конвективные потоки характерны для таких континентов, как Южная Америка, и островных дуг Тихоокеанского подвижного пояса. Однако высокие тепловые потоки порядка $2 \text{ мккал/с} \cdot \text{см}^2$ в тыловых областях островных дуг пока что не находят удовлетвори-

тельного объяснения. Необходимо обратить внимание на такие второстепенные и гипотетические явления, как переплавление вещества земной коры, формирование вторичных конвективных систем и т. п. Без сомнения, здесь необходима интерпретация геотермических данных для подтверждения теории движения плит, но подробный анализ приемлемых моделей не входит в задачу данной работы.

Распределение конвективных потоков в астеносфере связано, вероятно, с тепловым режимом в коре и верхней мантии и должно отражаться как в активном проявлении данных потоков вдоль срединно-океанических рифтовых зон, так и в ослаблении их в обусловленных сжатием приподнятых областях океанического дна. Однако тектонические рифтообразующие деформации не влияют на развитие конвективных потоков, легко изменяющих свою форму. В рифтовых зонах вопрос о роли конвективных потоков в тектонических процессах (поднятия и опускания дна) и в осадкообразовании еще недостаточно ясен.

Хотелось бы обратить внимание на то, что в современных вулканических областях в направлении к периферии вулканической зоны располагаются все более и более древние вулканы, примером чему служат Гавайские острова. Такая последовательность развития вулканизма объясняется скольжением литосферной плиты над областью мантийного теплового потока, который свидетельствует о возможном прорыве веществ из нижней мантии. В целом Гавайская вулканическая область формировалась на протяжении 100 млн. лет. Хотя глубина действия конвективных потоков достаточно четко не установлена, положение и характер деятельности гавайских вулканов в наибольшей степени указывают на возможность развития конвективных течений в нижней мантии. Вынос вещества в процессе конвекции компенсируется опусканием менее нагретого вещества, возможно, на большей площади и с очень малой скоростью. Формы конвективной системы, по-видимому, не имеют геометрически правильных очертаний. Можно вообразить, что система восходящих потоков имеет сетчатую форму, причем потоки концентрируются и имеют наибольшие скорости в верхних частях системы. Такое строение конвективной системы следует ожидать в веществе с очень большой вязкостью, которая понижается лишь в местах повышения температуры за счет механической энергии трения.

Существование конвективных потоков в нижней мантии представляется вполне правдоподобным благодаря интерпретации магнито-

гидродинамических явлений во внутренних областях, в том числе и в ядре Земли. Эти явления служат источником энергии конвективных потоков и возникают в результате нагревания и сгущения жидких масс железа, составляющих ядро, причем скорости потоков здесь больше мантийных и могут быть порядка 100 км/год. Можно полагать, что такие скорости возникают под действием сил Кориолиса, вызываемых вращением Земли. Эти силы приводят к преимущественной циркуляции в плоскостях, перпендикулярных оси вращения, направленной с севера на юг. Перемещения масс железа как хорошего проводника в магнитном поле создает электрические токи, а они в свою очередь поддерживают напряженность магнитного поля.

Интересно подсчитать энергию, затрачиваемую на создание и изменение земного магнитного поля; но такой подсчет возможен с некоторыми допущениями и не свободен от ошибок. Тем не менее укажем на основные элементы расчета. Если часть магнетизма, которая составляет эффект центрального диполя и существенную часть поверхностного поля, вызвана электрическими токами, движущимися на поверхности ядра, то она соответствует энергии в $6,3 \cdot 10^{25}$ эрг/с, т.е. $2 \cdot 10^8$ кВт/год. Но если токи, образующие это поле, циркулируют в сфере меньшего радиуса, энергия возрастает обратно пропорционально кубическому корню из величины этого радиуса, и есть все основания думать, что эти токи действительно распределены в пределах ядра.

Подсчет энергии магнитного поля приводит тогда к возможности математического рассмотрения условий его развития методом последовательных приближений. Энергия, соответствующая каждому из условных значений порядка 4, 5, 6, 7, 8, будет отвечать такому же порядку, что и энергия центрального магнитного диполя, причем первое из указанных значений соответствует токам в сфере радиусом 2650 км, равным трем четвертям радиуса ядра Земли. Наши наблюдения, ограниченные земной поверхностью, не дают информации о глубинных условиях, но вполне вероятно, что последние соответствуют энергиям указанных порядков, т.е. отражают местные неоднородности магнитного поля ядра. Суммарная энергия поля, которая представляется минимальной, превышает приведенную цифру в 10 – 20 раз, если не больше.

Само существование магнитного поля теоретически не требует затраты энергии, но при его увеличении или изменении потребляется какое-то количество энергии. Мы привыкли наблюдать на поверхности изменения магнитного поля во времени порядка 1000 лет. Но прежде

чем вывести отсюда порядок величины затраченной энергии, надо заметить, что активность ядра требует гораздо более быстрых изменений магнитного поля. Иначе они не были бы заметными на земной поверхности в связи с компенсацией индукционными токами в проводящей среде нижней мантии. Это — временной процесс, который ограничивает наблюдаемые на поверхности изменения и гораздо более быстрые изменения в ядре, которые вообще не исключены. В целом имеющиеся данные могут привести к серьезной недооценке энергии, поглощенной в процессе изменений магнитного поля, мощность которого, по-видимому, составляет минимум $10^7 - 10^8$ кВт.

Кроме того, следует еще учесть рассеянную энергию магнито-гидродинамического эффекта, и тогда становится ясно, что термодинамическая производительность конвективных потоков в ядре, которая допускает эти явления, должна быть очень низкой. В таком случае тепловой поток в ядре должен соответствовать большей величине, чем указана выше. Маловероятно, что энергия таких потоков может быть передана кондуктивной теплопроводностью через нижнюю мантию, не вызывая хотя бы частичного плавления ее вещества. Нам кажется вполне приемлемым признать, что конвективные потоки господствуют во всей толще мантии.

Гипотетическая модель мантии

Экстраполяция данных измерений на земной поверхности приводит к заключению, что геотермический градиент, верхний температурный предел которого соответствует температуре плавления ультраосновных силикатных пород, слагающих мантию, явно превышает адиабатический градиент. Это показывает, что, если конвективные потоки поддерживают близкий к адиабатическому градиенту, мантия должна консолидироваться, начиная с основания. Но на самом деле в зонах плавления адиабатический градиент совпадает с геотермическим градиентом области затвердевания. В этих условиях пропорция твердой и жидкой фаз будет меняться, причем твердая фаза будет увеличиваться к основанию мантии. Это не противоречит нашим предположениям о возможных формах конвективных потоков в нижней мантии.

Из этого следует, что температура в мантии будет всюду очень близкой к той, которая соответствует началу плавления вещества или же способствует возможности деформирования вещества даже при большой вязкости. Условия плавления ультраосновных пород при очень сильном давлении с сопутствующим образованием минералов

недостаточно известны, чтобы позволить вывести точные величины температуры. Эти данные можно получить экспериментальным путем.

Подобное распределение температуры, конечно, не является простым совпадением. Представим Землю, которая с начала своего возникновения имела настолько высокую температуру, что все вещество было расплавлено. Тогда легко могла произойти дифференциация ядра с выделением избыточного тепла. Как только внешнее излучение охладило поверхность и образовалась кора, передача кондуктивного тепла через нее замедлилась, несмотря на очень высокий геотермический градиент. При этом конвекция продолжала господствовать в нижележащей мантии и обеспечивала быструю передачу тепла к основанию коры. Внутренняя область земного шара может охлаждаться до того момента, когда затвердевание приводит к быстрому повышению вязкости. Но процесс охлаждения не беспределен, потому что тепло, соответствующее скрытой теплоте затвердевания, не может быть транспортировано за счет проводимости твердой породы, если учесть слабую величину градиента, унаследованного от предшествующего конвективного режима.

Если, наоборот, Земля возникла из холодных частиц, она постепенно нагревалась за счет тепла радиоактивности и энергии гравитационного сжатия, и мы должны признать, что это разогревание достигло, по меньшей мере местами, температуры плавления. В таком случае также должна была возникнуть конвекция, способствующая гораздо более легкому выносу тепла по сравнению с кондуктивным теплопереносом и ограничивающая возрастающие температуры в расплавленной оболочке.

Если вся мантия, таким образом, достигла температуры плавления, то наступают условия, сходные с рассмотренным случаем первоначального состояния Земли в условиях высоких температур. Если же предположить, что мантия достигла температуры плавления, приводящей к конвективному режиму, только местами, т. е. на ограниченном уровне, то окажется невозможным объяснить природу дифференциации ядра. Это затруднение, как нам кажется, достаточно для возражений против данной гипотезы.

Напомним, что рассматриваемая нами модель не может быть стационарной. Уменьшение содержания радиоактивных элементов в коре обязательно вызывает снижение температуры в ее основании, что неизбежно отражается на верхней мантии. Может быть, следует предположить, что в раннем докембрии конвективный режим господ-

Таблица 7
Свойства воды и насыщенного водяного пара

Температура, °C	Давление, бар	Скрытая теплота парообразования L, кал/г	Удельный объем, см ³ /г	
			вода	пар
100	1,013	539,7	1,0434	1673
120	1,9854	526,6	1,0603	891,7
140	3,6136	512,5	1,0798	508,66
160	6,180	497,1	1,1021	306,85
180	10,027	480,2	1,1275	193,85
200	15,550	461,6	1,1565	127,19
220	23,202	441,35	1,1900	86,062
240	33,48	419,45	1,2291	59,674
260	49,941	397,2	1,2755	42,149
280	64,19	368,6	1,3321	30,133
300	85,92	335,6	1,4036	21,643
320	112,89	295,7	1,4992	15,451
340	146,08	245,5	1,639	10,779
360	186,74	172	1,894	6,943
374,15	221,29	0	3,1	3,1

Таблица 8
Числовые значения используемых функций

x	$\exp(-x^2) = e^{-x^2}$	$\operatorname{erf}(x) = \Theta(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^x \exp(-x^2) dx$	$\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x)$	$\varphi(x) = \sqrt{\pi} \int_x^\infty \operatorname{erfc}(x) dx = \exp(-x^2) - \sqrt{\pi} x \operatorname{erfc}(x)$	
				$\varphi(+x)$	$\varphi(-x)$
0	1	0	1	1	
0,1	0,9900	0,1125	0,8875	0,8317	1,1862
0,2	0,9608	0,2227	0,7773	0,7022	1,3932
0,3	0,9139	0,3286	0,6714	0,5559	1,6194
0,4	0,8521	0,4284	0,5716	0,4942	1,8639
0,5	0,7788	0,5205	0,4795	0,3521	2,1345
0,6	0,6977	0,6038	0,3962	0,2756	2,4025
0,7	0,6126	0,6778	0,3222	0,2122	2,6936
0,8	0,5273	0,7421	0,2579	0,1611	2,9970
0,9	0,4449	0,7969	0,2031	0,1204	3,3108
1	0,3679	0,8427	0,1573	0,08871	3,6336
1,2	0,2369	0,9103	0,0897	0,04591	4,2997
1,4	0,14086	0,9523	0,0477	0,02235	4,9851
1,6	0,07730	0,9763	0,0237	0,01002	5,6818
1,8	0,03916	0,9891	0,0109	0,004355	6,3852
2	0,018316	0,9953	0,004677	0,001735	7,0915
2,5	0,0019304	0,9996	0,000407	0,0003278	8,8626
3	0,00012341	0,9999779	0,0000221	0,000008063	10,6347

ствовал повсеместно на поверхности мантии, определяя ее однородность в противоположность коре, химически более разнообразной и и более легкой. Мы уже отмечали, что тепловой поток и геотермический градиент в начальную стадию развития Земли должны были быть выше, что имело существенные геологические последствия.

В дальнейшем (см. фиг. 21), начиная с позднего докембрия, в верхней мантии, по-видимому, развивались процессы охлаждения, сжатия, уменьшения конвекции. В результате процессов взаимодействия верхней части мантии с корой образовалась литосфера. Такая консолидация не могла не отразиться на особенностях тектогенеза, магматизма, метаморфизма и рудной специализации горных областей различного возраста по сравнению с подобными областями раннего докембрия.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Berry K.A.F.*, High fluid potentials in California coast ranges and their tectonic significance, *AAPG Bull.*, **57/7**, pp. 1219 – 1249, Juillet, 1973.
2. *Cailleux A., Taylor G.*, Cryopédologie, étude des sols gelés, *Act. Sc. et Industrielle*, No. 1203, Hermann et C^{ie}, 1954.
3. *Carslaw H.S., Jaeger J.C.*, Conduction of Heat in Solids, 510 p. (p. 388), Oxford Univer. Press, 1959.
4. *Coulomb J.*, La constitution physique de la Terre, Albin, Michel, Science d'Aujourd'hui, 1952. Traduit et mis à jour: *J. Coulomb, G. Jobert*, The Physical Constitution of the Earth, Oliver and Boyd, Edinburgh and London, 1963.
5. *Facca G., Ten Dam A.*, Geothermal Power Economics, Worldwide Geothermal Exploration Co., Los Angeles, Cal., 1964.
6. *Fournier R.O., Rowe J.J.*, Estimation of underground temperature from the silica content of water from test springs and steam wells, *Amer. Jour. of Sci.*, **264**, pp. 685 – 697, novembre, 1966.
7. Handbook of Physical Constants, *Sydney P. Clarc*, éd., Mém. 97, Soc. Geol. Am., 1966 (см. русский перевод: "Справочник физических констант горных пород", под ред. С. Кларка мл., "Мир", М., 1969).
8. Géophysique, in *Encyclopédie de la Pléiade*, sous la direction de J. Goguel, 1971.
9. *Goguel J.*, Notes sur le refroidissement du Globe, *Annal. de Géophys.* IV, fasc. 3, pp. 253 – 258, 1948.
10. *Goguel J.*, Le régime thermique de l'eau souterraine, *Annales des Mines*, Paris, X, pp. 3 – 32 (p. 24), 1953.
11. *Goguel J.*, Une estimation de l'énergie mécanique disponible dans la contraction par refroidissement, *Tectonophysics*, **2** (5), pp. 395 – 400, 1965.
12. *Goguel J.*, La contraction thermique peut-elle expliquer les déformations tectoniques? *Bull. Volcanologique*, XXXIII, 1, pp. 89 – 100, Napoli, 1969.
13. *Goguel J.*, Le rôle de l'eau et la chaleur dans les phénomènes tectoniques, *Revue de Géographie physique et de Géologie dynamique*, XI, 2, pp. 153 – 163, avril – mai, 1969.

14. *Goguel J., Pachoud A., Géologie et dynamique de l'éroulement du Mont Granier, dans le Massif de Chartreuse, en novembre 1948, Bull BRGM (2^e sér.), sect. III, No. 1, pp. 29 – 38, 1972.*
15. *Goguel J., Terre (constitution intern), in Encyclopedia Universalis, XV, p. 967 – 973, 1974.*
16. *Goguel J., Why are large landslides different from small ones? , in Geology and Mechanics of Rockslides and Avalanches, Penn. State, Barry Voight, éd., sous presse (Mem. Geol. Soc. of Amer.).*
17. *Grindley G.W., The geology, structure and exploitation of the Wairakei, Geothermal field, Taupo, New Zealand, N.Z. Geological Survey Bull., n. s., 75, 131 p., carte géol. et coupes h. t., 1965 (см. также многие опубликованные доклады Департамента научных и промышленных исследований или статьи журнала New Zealand Journal of Geology and Geophysics).*
18. *Internal Constitution of the Earth, B. Gutenberg, éd., Dover, N.Y., 1951.*
19. *Lubimova E.A., Theory of thermal state of the Earth's mantle, in The Earth Mantle, T.F. Gaskell, éd., pp. 232 – 323, Academic Press, N.Y., 1967 (см. также: Любимова Е.А., Источники глубинного тепла Земли и термические свойства планет земного типа, в кн. "Проблемы глубинного теплового потока", "Наука", 1966).*
20. *Lubimova E.A., Thermal history of the Earth, in The Earth's Crust and Upper Mantle, P.J. Hart, éd. Amer. Geoph. Union, Geophys. Monograph, 13, pp. 63 – 77, 1969 (см. также: Любимова Е.А., Термика Земли и Луны, "Наука", М., 1968).*
21. *Mazzoni A., I Soffioni boraciferi Toscani e gli impianti della "Larderello", Bologne, 1951 (см. также в докладах Конференции ООН по новым видам энергии, Рим, 1961, и Симпозиума ООН по изучению и использованию геотермических ресурсов, Пиза, 1970, [23]).*
22. *Muller S.W., Permafrost, of Permanently Frozen Ground and Related Engineering Problems, 231 p. J.W. Edwards, Ann Arbor, Michig., 1947.*
23. *Proceedings of the United Nations Symposium on the Development and Utilization of Geothermal Resources, Pisa, 22 sept. – 1 oct. 1970, Geothermics, Issue 2, vol. I, and vol. II – parts 1, and 2, Pisa, 1970 (см. русский перевод: "Изучение и использование геотермических ресурсов", "Мир", М., 341 с., 1975).*
24. *Rollet A., La centrale géothermique de Kiabukwa, C.R. des travaux du Congrès scientifique, 50^e anniversaire du Comité spécial du Katanga, comm. No. 96, Elisabethville, 1950.*
25. *Tectonophysics, numéro spécial "Geothermal Problems", 10, Nos. 1–3, septembre 1970.*
26. *Terrestrial heat flow, Lee W.H.K. (éd.), Geophysical Monograph series, No. 9, Am. Geoph. Union, 276 p., 1965.*
27. *Traité de Géophysique interne; sous la direction de J. Coulomb, G. Jobert, Masson et C^{ie}, Paris, I, 1973, II, sous presse.*
28. *Yuhara K., Heat transfer measurement in a Geothermal area, Tectonophysics, 10, pp. 19 – 30, 1970.*

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие к русскому изданию	5
ГЛАВА 1. ОСНОВЫ ГЕОТЕРМИИ	9
Некоторые физические понятия	10
Перенос тепла	11
Кондуктивная теплопроводность	11
Уравнение теплопроводности	13
Пример использования уравнения теплопроводности	14
Конвективный теплоперенос	16
Электромагнитное излучение	17
Тепловое расширение	18
Тепловой режим земной поверхности	19
Второе начало термодинамики, или принцип Карно	19
Короткопериодные и вековые изменения температуры	20
Температура почвы	22
Распространение периодических колебаний температуры в грунтах	23
Температура пластов горных пород	24
Деформация горных пород как причина изменения их температуры	25
ГЛАВА 2. ТЕПЛОВЫЙ ПОТОК ЗЕМЛИ	28
Измерение теплового потока	28
Влияние геологических структур на распределение теплового потока	33
Температура в туннелях	36
Тепловой эффект процессов эрозии в седиментации	36
Тепловой эффект радиоактивности	39
ГЛАВА 3. ВЛИЯНИЕ ПОДЗЕМНЫХ ВОД	41
Конвективные потоки	43
Случай сосредоточенной циркуляции вод	47
Месторождение Хаммам Мескутан	50
Термические явления в скважинах	51
Пример циркуляции воды в водоносном горизонте	55
ГЛАВА 4. ФАЗОВЫЕ СОСТОЯНИЯ ВОДЫ В ГОРНЫХ ПОРОДАХ	58

ЗАМЕРЗАНИЕ	58
ВСКИПАНИЕ	60
Гейзеры	62
Тепловой режим подземных вод	63
Развитие конвекции вблизи земной поверхности	67
Накопление пара на глубине	68
Происхождение и время формирования геотермальных месторождений	69
Изменения горных пород и химия термальных вод	73
ГЛАВА 5. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ГЕОТЕРМАЛЬНОЙ ЭНЕРГИИ	76
Техника эксплуатации месторождения природного пара	79
Методы эксплуатации месторождений природного пара	81
Месторождения пароводяной смеси	82
Изменение месторождения в процессе разработки	85
Использование пара	86
Использование энергии термальных вод	87
Закачка холодных вод	89
Перспективы эксплуатации с закачкой холодных вод	90
Перспективы геотермальной энергетики с низкотемпературными теплоносителями	98
Разведка месторождений	99
ГЛАВА 6. НЕКОТОРЫЕ ЗАМЕЧАНИЯ ОБ ЭКОНОМИКЕ ЭКСПЛУАТАЦИИ	103
Особенности экономики новой энергетики	103
О будущем геотермальной энергетики	106
Юридические аспекты геотермальной энергетики	109
Роль государственных органов	110
На пороге топливного кризиса	112
ГЛАВА 7. ТЕПЛОВОЙ ЭФФЕКТ НЕКОТОРЫХ ГЕОЛОГИЧЕСКИХ ЯВЛЕНИЙ	113
Механизм вулканического извержения	113
Остывание интрузивного тела	114
Остывание некка	119
Остывание лавового потока	120
Механические сжатия термического происхождения	121
Остывание батолита	121
Фреатический взрыв	123
Тепло, образующееся при тектонических деформациях	125
Разогревание вдоль разломов	127
Метаморфизм	131
Фазовое состояние флюидов	132
ГЛАВА 8. ГЛОБАЛЬНАЯ ГЕОТЕРМИЯ	135
Остывание твердого шара	136
Роль радиоактивности	138
Охлаждение Земли в связи с уменьшением содержания радиоактивных элементов	143

Рассеяние гравитационной энергии в процессе конденсации	148
ПРОБЛЕМА ВНУТРЕННЕГО СТРОЕНИЯ ЗЕМЛИ В АСПЕКТЕ ГЕОТЕРМИИ	151
Элементы энергетического баланса	151
Конвекция	155
Гипотетическая модель мантии	164
СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ	167

Ж. Гогель

ГЕОТЕРМИЯ

Редактор Т. Никифорова
Художник Т. Самигулин
Художественный редактор В. Бисенгалиев
Технический редактор Е. Бурмистрова

Подписано к печати 4/ X-77 г.
Бумага офсетная $60 \times 90 \frac{1}{16} = 5,38$ бум.л.
Печ. л. 10,75 Уч.-изд. л. 9 69 Изд. № 5/9035
Цена 1 р. 50 коп. Зак. 881

Издательство "Мир"
Москва, 1-й Рижский пер., 2

Тульская типография Союзполиграфпрома при
Государственном комитете Совета Министров
СССР по делам издательств полиграфии и
книжной торговли
г. Тула, пр-кт им. В.И. Ленина, 109

1р. 50к.

2617