Наличие изостазии приводит к важным особенностям строения наружных слоев Земли. Эти особенности, показанные на рис. 11, подтверждены с помощью детальных сейсмических исследований.

Исследование гравитационного поля Земли с помощью искусственных спутников позволило со значительно большей подробностью количественно охарактеризовать изостатическую компенсацию земной коры для всей планеты.

Как мы уже сказали, получается так, что земная кора как бы плавает в подстилающих мантийных породах. Однако согласно данным сейсмологии через мантию проходят поперечные сейсмические волны (волны S) и, таким образом, она должна быть в твердом состоянии. В чем здесь дело? Ответ заключается в следующем. Для периодических колебаний с периодами порядка секунд, часов и дней (соответственно объемные и поверхностные сейсмические волны, собственные колебания Земли, земные приливы) оболочка — мантия ведет себя как упругое твердое тело. Для движений же с периодами порядка десяти тысяч лет вещество верхней мантии течет как жидкость. Жидкость с периодом релаксаций порядка десяти тысяч лет и механическими параметрами верхней мантии должна иметь очень большую вязкость порядка 10^{21} *пуаз*. Отсюда геофизики заключили, что вязкость материала верхней мантии равна примерно 10^{21} *пуаз*. Вещество, обладающее такими свойствами, будет течь при нагрузках, действующих на протяжении тысячелетий, и реагировать как упругое твердое тело на периодические процессы в диапазоне от сейсмических волн до земных приливов.

ГЛАВА 3

СОБСТВЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ ЗЕМЛИ

«В настоящем труде невозможно пытаться хотя бы приблизиться к полному рассмотрению проблем, связанных с колебаниями твердых тел; и все же простейшие части теории, по-видимому, невозможно обойти. Мы ограничимся здесь случаем изотропного вещества...».

Дж. В. Стрэтт (лорд Рэлей), «Теория звука».

3.1. ОТКРЫТИЕ И ОБЩИЕ СВОЙСТВА

К. Е. Буллен в книге «Введение в теоретическую сейсмологию» следующим образом описывает открытие собственных колебаний Земли: «В 1960 г. в Хельсинки во время съезда Международной ассоциации сейсмологии и физики земных недр состоялось одно из наиболее драматических научных заседаний, на котором автор когда-либо присутствовал.

Пресс выступил с сообщением о том, что Беньофф снова записал длиннопериодные волны, на этот раз от Чилийского землетрясения 22 мая 1960 г. Вслед за этим выступил Слихтер, который заявил, что его группа записала аналогичные длиннопериодные волны, но не с помощью сейсмографа, а с помощью приливного гравиметра Ла Коста — Ромберга. Сравнение доложенных результатов показало, что ряд периодов, наблюдавшихся обеими группами исследователей, находится в хорошем согласии, в особенности это касается периодов около 54; 35,5; 25,8; 20; 13,5; 11,8 и 8,4 мин., но некоторые периоды группы Беньоффа были пропущены на записях группы Слихтера. Пекерис, который также присутствовал на заседании, ознакомившись с пропущенными периодами, заявил, что эти периоды, по его вычислениям, соответствуют крутильным колебаниям и не должны регистрироваться гравиметрами. Таким образом, обе группы наблюдений оказались в замечательном согласии друг с другом, и все сомнения относительно истинности записи собственных длиннопериодных колебаний отпали...»

Собственные колебания Земли — это новая и, пожалуй, наиболее перспективная область геофизического поиска, а их экспериментальное обнаружение — одно из интереснейших и наиболее крупных достижений геофизики и современного естествознания вообще. В экспериментальном плане собственные колебания стыкуют сейсмологию и гравиметрию. Действительно, при собственных колебаниях происходит механическое «дрожание» тела Земли, которое сейсмологи регистрируют с помощью длиннопериодных сейсмографов. Эти механические колебания всей Земли в целом, как упругого тела, сопровождаются «дрожанием» гравитационного поля Земли, которое регистрируется гравиметрами высокой чувствительности. Таким образом, собственные колебания Земли представляют собой связанные колебания упругого и гравитационного полей. Спектр этих колебаний — линейчатый, т. е. он распадается на дискретные частоты — собственные частоты Земли (рис. 12).

Определение периодов собственных колебаний сводится к разложению временны́х рядов, записанных прибором, на элементарные гармоники. Эта операция выполняется на ЭВМ и сводится к умножению временно́й записи на синусоидальную волну заданной частоты ω и интегрированию по времени. В результате такого анализа Фурье получают фурье-компоненту $S(\omega)$ записи, которую также называют спектральной плотностью или амплитудной спектральной плотностью. При такой операции уничтожаются компоненты всех частот, кроме заданной, а результат $S(\omega)$ пропорционален амплитуде гармоники частоты ω во временно́й записи. Проходя так последовательно всю полосу частот в диапазоне собственных колебаний, получаем функцию спектральной плотности $S(\omega)$ с пиками при $\omega=\omega_i$ (ω_i — собственные частоты Земли). Спектр мощности определяется как отношение квадрата абсолютной величины спектральной плотности амплитуд к интервалу времени интегрирования при фурье-анализе. Интегрируя спектр мощности по всей полосе частот, получим мощность, заключенную в спектре собственных колебаний, равную энергии собственных колебаний, деленной на продолжительность записи.

Подобно тому как масса Земли M и ее момент инерции I являются интегральными параметрами Земли и определяются распределением плотности в ее недрах, собственные частоты или, что то же самое, собственные периоды, также являются интегральными параметрами Зем-

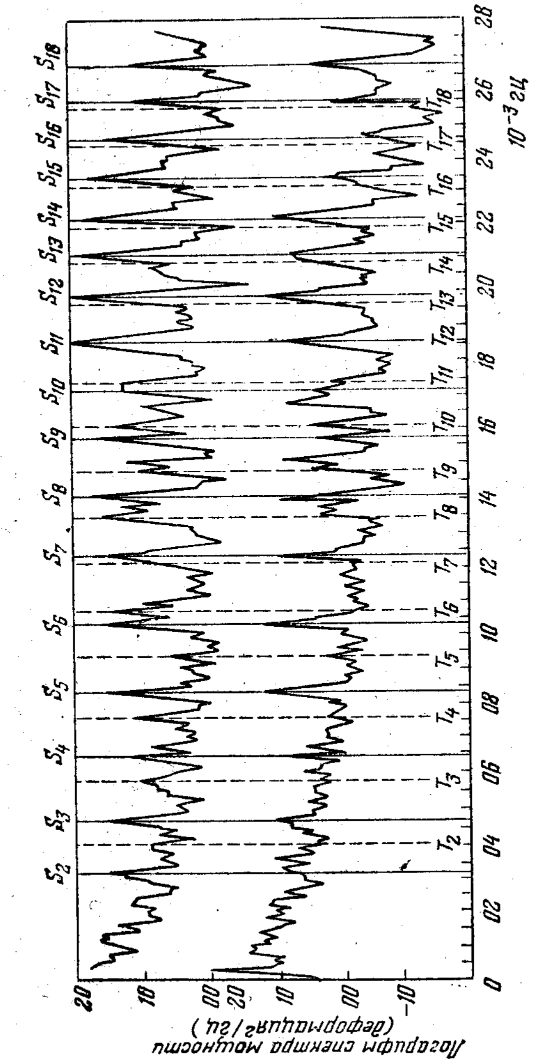

Рис. 12. Логарифм спектра мощности Чилийского (22 мая 1960 г.) (вверху) и Аляскинского (28 марта 1964 г.) (внизу) землетрясений как функция частоты по записям стрейн-сейсмографов на станции Изабелла (Калифорния). Показаны основные тона сфероидальных колебаний (обозначены $S_2 \div S_{18}$) и основные тона крутильных колебаний (обозначены $T_2 \div T_{18}$). Описание обозначений см. в тексте.

ли. Однако как интегральные параметры Земли собственные частоты, представляют собой более сложные величины, чем масса M и момент инерции I, так как они зависят не только от распределения плотности в Земле, но и от распределения ее упругих параметров: модуля сжатия и модуля сдвига, а также распределения гравитационного поля в недрах планеты. В настоящее время измерено около тысячи собственных частот Земли. Таким образом, к двум интегральным параметрам Земли M и I в последнее десятилетие было добавлено еще около тысячи новых интегральных параметров. Нам представляется, что констатация этого замечательного факта сама по себе настолько красноречива, что не требует комментариев.

До сих пор мы подчеркивали скорее практическое значение собственных колебаний Земли. Однако исследование собственных колебаний и в теоретическом плане представляет не меньшее значение. Это обусловлено тем, что собственные колебания Земли, можно сказать, представляют ее элементарные возбуждения, ее упруго-гравитационные кванты. Любое сложное возмущение Земли при детальном теоретическом анализе следует раскладывать по собственным колебаниям, т. е. определять, с каким весом в рассматриваемый сигнал произвольной формы входят различные собственные колебания. Естественно, что прежде чем раскладывать сложные возмущения по собственным частотам, необходимо теоретически изучить сами собственные колебания Земли. Когда мы рассказывали выше о гравитационном поле Земли, то отмечали, что сферические функции являются собственными функциями Земли, так как форма Земли близка к сфере. Собственные тона́, т. е. картины смещений, возникающие при данном собственном колебании, и представляют конкретную реализацию в теле Земли соответствующей собственной функции. Угловая часть функции рассматриваемого тона является сферической функцией. Таким образом, исследуя собственные колебания, тем самым изучаем собственные функции Земли.

Начало современным исследованиям собственных колебаний земного шара было положено в 1954 г., когда ведущий американский сейсмолог-экспериментатор Г. Беньофф при анализе сейсмограмм Камчатского землетрясения 1952 г. отождествил фазу с периодом 57 мин. с основным сфероидальным колебанием Земли.

История вопроса восходит к основополагающей работе Пуассона (1828), в которой он изучил радиальные колебания упругой сферы, и связана с именами знаменитых английских ученых Лэмба, Джинса, Рэлея и Лява, которые дали классификацию собственных колебаний упругой сферы, а затем обобщили уравнения теории упругости на случай гравитирующих тел, что необходимо при рассмотрении колебаний тел планетарных размеров. В заключение этого раннего периода исследований Ляв в 1911 г. вычислил периоды некоторых собственных колебаний гравитирующего шара с размерами Земли, постоянными модулями и плотностью, равными некоторым средним значениям. Оказалось, что значения периодов лежат в интервале от нескольких минут до одного часа.

Три обстоятельства тормозили дальнейшие исследования: отсутствие приборов, которые позволили бы зарегистрировать собственные колебания; отсутствие достаточно достоверной картины внутреннего строения Земли; отсутствие быстродействующих вычислительных машин, что не позволяло теоретически рассчитать собственные частоты для реальных моделей Земли.

Как раз примерно в 1954 г. трудности, связанные со всеми этими пунктами, были преодолены. Правильно оценив представившиеся возможности, американские геофизики Г. Беньофф, Л. Лакост, М. Юинг и Ф. Пресс стали готовить сейсмометрическую и гравиметрическую аппаратуру к регистрации собственных колебаний. В то же время теоретики Х. Пекерис, З. Альтерман и Х. Ярош по предложению Беньоффа обратились к теории вопроса.

Собственные колебания Земли делятся на два класса:

а) крутильные колебания, вектор смещения которых перпендикулярен к радиусу сферы, за которую с хорошим приближением принимается Земля;

б) сфероидальные колебания; в них вектор смещения имеет составляющие и по радиусу и по азимутальным направлениям.

Смещения для каждого собственного колебания пропорциональны сферической функции n-го порядка.

Основное сфероидальное собственное колебание соответствует $n=2$ и представляет движения, при которых сфера деформируется в сфероид. Отсюда и название всего класса, хотя колебания с $n \geqslant 3$ приводят к более сложным фигурам. При $n = 0$ сфероидальные колебания вырождаются в радиальные со смещениями вдоль радиуса.

При математическом описании поля упругих смещений при собственных колебаниях Земли используют сферичеескую систему координат (r, θ, λ): r — радиус, расстояние от центра сферы, θ — полярный угол, λ — долгота. Компоненты вектора смещений $u(u_r, u_\theta, u_\lambda)$ для крутильных колебаний имеют вид

$$\left.\begin{aligned} u_r &\equiv u \equiv 0, \quad u_\theta \equiv v = \frac{W(r)}{\sin\theta}\frac{\partial S_n^m(\theta,\lambda)}{\partial\lambda}\sin\omega t, \\ u_\lambda &\equiv w = -W(r)\frac{\partial S_n^m(\theta,\lambda)}{\partial\theta}\sin\omega t, \end{aligned}\right\} \quad (22)$$

где $\omega = \frac{2\pi}{T}$ — собственная частота, T — собственный период, t — время, $S_n^m(\theta, \lambda) = P_n^m(\cos\theta)\cos m\lambda$ или $P_n^m(\cos\theta)\sin m\lambda$ — компонеты сферических функций, о которых мы подробно говорили во второй главе [см. формулу (19)]. Компонента v, направленная по оси θ (по меридиану), пропорциональна производной S_n^m по $\lambda, \left(\frac{\partial S_n^m}{\partial\lambda}\right)$, а компонента w, направленная по широтному кругу, пропорциональна $\frac{\partial S_n^m}{\partial\theta}$. Так как S_n^m состоит из косинусов и синусов, а математическая операция взятия производной переводит синус в косинус и косинус в минус синус, то фактически смещения при крутильных колебаниях описываются произведением радикальных функций $W(r)$ и известной угловой функции типа полиномов от синусов и косинусов. Преимущество сферической системы координат заключается в том, что в ней «разделились» переменные (функции от r и функции от θ, λ) и задача из трехмерной стала одномерной, так как для ее решения достаточно определить $W(r)$. Для математического решения задачи это является колоссальным облегчением. Таким образом, крутильные колебания могут быть охарактеризованы всего одной функцией радиуса $W(r)$ и частотой ω. При крутильных колебаниях радиальная компонента смещений u тождественно равна нулю и материальные частицы земных недр колеблются каждая на своей сфере. Далее, смещения описываются произведением функций координат на функцию времени; следовательно, собственные колебания—это стоячие волны.

Компоненты вектора смещений при сфероидальных колебаниях определяются двумя новыми функциями

радиуса $U(r)$ и $V(r)$:

$$\left.\begin{aligned} u &= U(r)\,S_n^m\sin\omega t, \\ v &= V(r)\frac{\partial S_n^m}{\partial\theta}\sin\omega t, \\ w &= \frac{V(r)}{\sin\theta}\frac{\partial S_n^m}{\partial\lambda}\sin\omega t. \end{aligned}\right\} \quad (23)$$

Мы видим, что в стоячей сфероидальной волне все три компоненты смещения отличны от нуля, функция $U(r)$ определяет радиальную компоненту смещения, а $V(r)$ характеризует смещение в плоскости, перпендикулярной к радиусу. При сфероидальных колебаниях колеблется также гравитационное поле Земли. Математически колебания гравитационного потенциала Земли записывают в следующем виде:

$$\psi = P(r)\,S_n^m\sin\omega t. \quad (24)$$

Система уравнений движения, которой подчиняются сфероидальные колебания, содержит как функции $U(r)$ и $V(r)$, так и $P(r)$. Эти уравнения не разделяются на уравнения только для $U(r)$ и $V(r)$ и только для $P(r)$. Поэтому и говорят, что сфероидальные колебания являются связанными колебаниями упругого и гравитационного полей земных недр.

Крутильные колебания, в отличие от сфероидальных, не связаны с изменением объема и формы планеты, поэтому они не изменяют гравитационное поле Земли и не регистрируются гравиметрами. Сейсмографы записывают колебания обоих типов. Поэтому сравнение спектра частот, записанного сейсмографами, со спектром, записанным гравиметрами, позволяет экспериментально разделить эти два класса частот.

Благодаря тому, что земное ядро жидкое, а крутильные колебания являются поперечными колебаниями (аналогично поперечным волнам), они связаны лишь с твердыми областями Земли и определяются распределением плотности ρ и модуля сдвига μ в оболочке (мантии) и коре. Следовательно, сравнение теоретического спектра частот для различных моделей Земли с экспериментальным дает возможность уточнить «реальную модель Земли». Такое сравнение было произведено, и оказалось, что из двух конкурирующих моделей Земли: *а*) модели Гутенберга со слоем пониженных скоростей сейсмических волн на глубинах ~ 50—250 *км* и *б*) модели Джеффриса, не обладающей таким слоем,— собственные колебания весьма убедительно отдают «предпочтение» модели Гутенберга. До этих исследований модель Джеффриса пользовалась бо́льшим распространением.

Сфероидальные колебания захватывают всю Землю, что позволяет наряду с корой и оболочкой изучать и ядро Земли. Важнейшим свойством собственных колебаний является то, что с ростом номера колебания n они вытесняются из центральных областей планеты к поверхности. Получается так, что чем ниже порядок колебания n, тем сильнее смещение в этом колебании погружено в земные недра (рис. 13). Частоты собственных колебаний растут с ростом n. Таким образом низкие тона можно использовать для зондирования глубинных слоев, а высокие — для зондирования наружных слоев. В результате различные частотные интервалы определяются свойствами различных областей земных недр. Следовательно, собственные колебания позволяют изучать не только интегральные свойства земного шара, подобно приливам в теле Земли, но и дифференциальные.

Весь спектр собственных колебаний Земли впервые был зарегистрирован после сильнейшего Чилийского землетрясения в мае 1960 г. тремя группами авторов: Г. Беньоффом, Ф. Прессом и С. Смитом; Н. Нессом, Дж. Гаррисоном и Л. Слихтером; Л. Олсопом, Дж. Саттоном и М. Юингом. Определенные экспериментально частоты оказались в прекрасном согласии с частотами, рассчитанными теоретически для моделей Земли со слоем пониженных скоростей сейсмических волн. Слой пониженных скоростей в верхней мантии является одной из важнейших сейсмических особенностей Земли. В связи с тем, что сейсмология наружных слоев нашей планеты исключительно сложна, в геофизике многие годы шла оживленная дискуссия о том, имеется такой слой в Земле или нет. Данные о собственных колебаниях поставили точку в этом споре, хотя дискуссия о детальном строении слоя низких скоростей продолжается.

Если пренебречь отклонением Земли от сферической симметрии и ее вращением, то частоты (или периоды $T = \frac{2\pi}{\omega}$) собственных колебаний зависят от двух индексов;

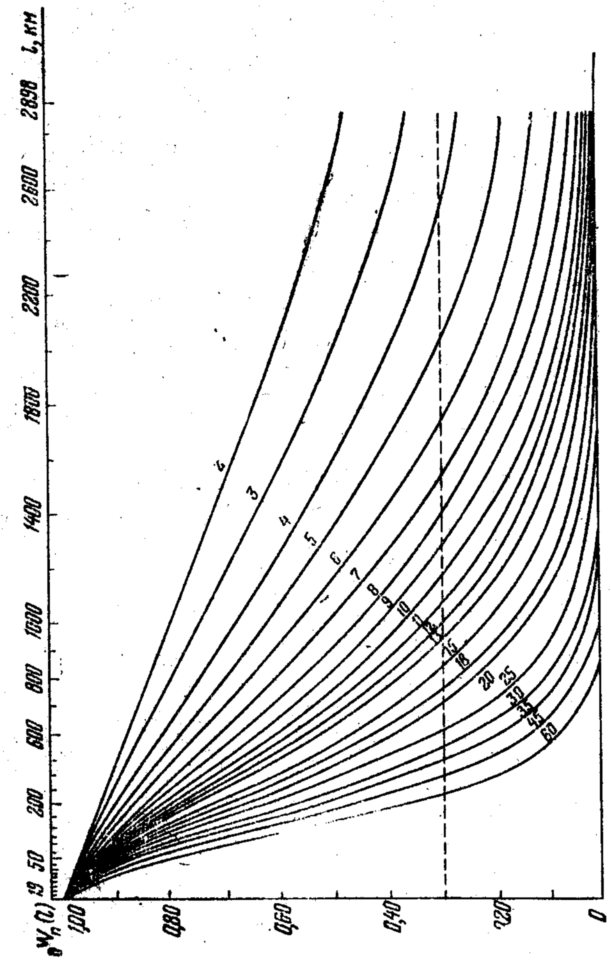

Рис. 13а. Графики функций, пропорциональных смещениям для собственных колебаний Земли. Функции ${}_0W_n(l)$, l—глубина, для основного крутильного тона ($j=0$), $n=2 \div 60$. На поверхности Земли все функции нормированы на единицу. Грубо говоря, собственные тона могут зондировать лишь те зоны земных недр, где их смещения ${}_0W_n(l) \geqslant 0,3$. Прерывистая линия, параллельная оси глубин с амплитудой 0,3, пересекает кривые ${}_0W_n(l)$ в зависимости от n на разных глубинах. По этому рисунку легко ориентироваться, какие собственные частоты можно использовать для изучения той или иной зоны земных недр.

широтного индекса n — номера колебания и радиального индекса j — номера обертона. Соответственно, как для самих крутильных и сфероидальных колебаний, так и для их периодов, используют стандартные обозначения ${}_jT_n$ и ${}_jS_n$. Так, например, ${}_0S_2$ обозначает основной тон второго сфероидального колебания, ${}_1S_0$ — первый обертон радиального колебания (при $n = 0$ сфероидальные колебания переходят в радиальные). Для основных тонов ($j=0$) индекс нуль слева часто опускают и пишут просто T_n и S_n.

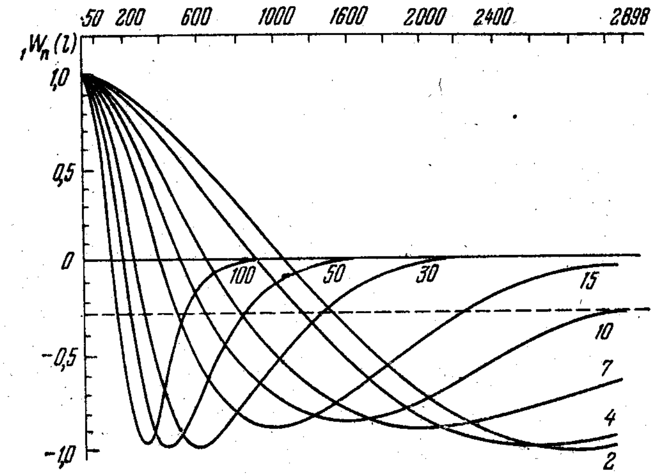

Рис. 13б. Графики функций, пропорциональных смещениям для собственных колебаний Земли. Функции ${}_1W_n(l)$ для первого крутильного обертона ($j=1$) $n=2 \div 100$ (см. пояснения к рис. а).

Функции радиуса для крутильных колебаний ${}_0W_n(r)$ [см. формулу (22) и (рис. 13а)] и сфероидальных колебаний ${}_0U_n(r)$ [см. формулу (23) и (рис. 13в)] основных тонов ($j = 0$) не имеют узлов. Для первого обертона ($j = 1$) (см. рис. 13б) эти функции имеют по одному узлу, для второго $j = 2$ по два и т. д.

Важным свойством обертонных функций является то, что при заданном n и росте j они всё более погружаются в земные недра и таким образом несут всё бо́льшую информацию о глубинных недрах. Мы уже упомянули, что в настоящее время из наблюдений определено более тысячи собственных периодов Земли.

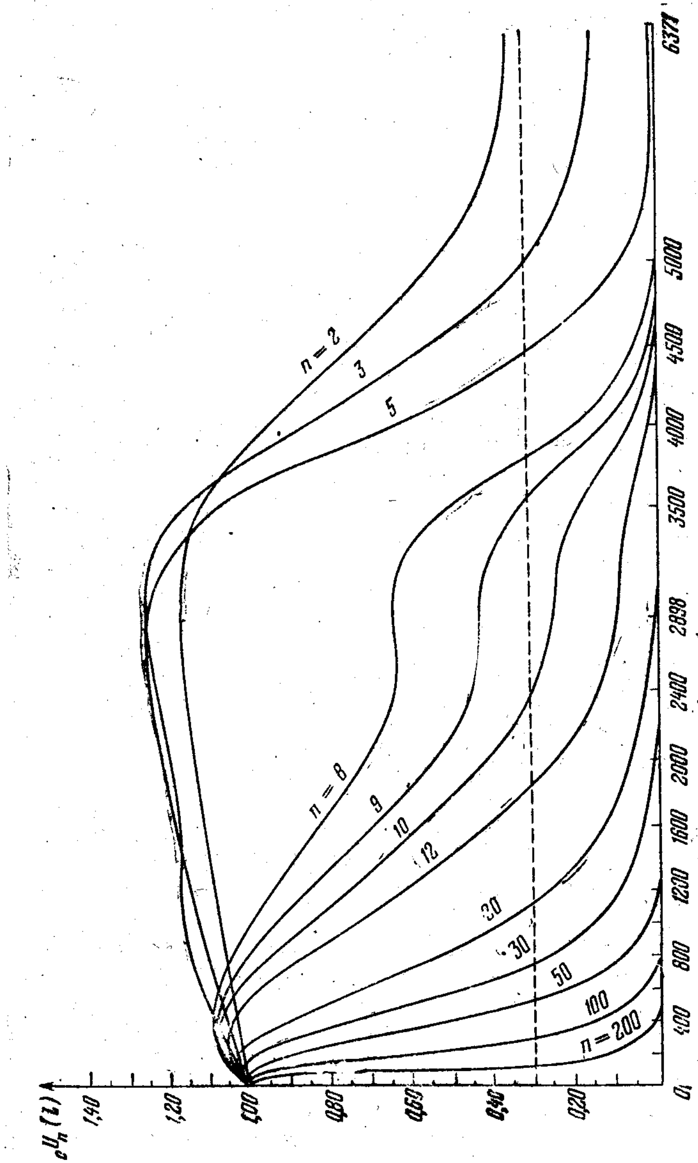

Рис. 13в. Графики функций, пропорциональных смещениям для собственных колебаний Земли. Функции ${}_0U_n(l)$, пропорциональные радиальным смещениям для основного сфероидального тона ($j=0$), $n=2 \div 200$ (см. пояснения к рис. a).

Вместе с рядом по обертонам при данном n ($j = 0, 1, 2, 3, \ldots$) большое значение имеет ряд по n при заданном j ($n = 2, 3, 4, \ldots$). Последние ряды имеют определенное название; так,

$$ {}_0\omega_n = f_0(n) \text{ при } j = 0 $$

называется нулевой ветвью собственных частот (или периодов) или нулевой модой;

$$ {}_1\omega_n = f_1(n) \text{ при } j = 1 $$

называется первой ветвью собственных частот или первой модой. Как мы видели, в соотношениях (22) — (24), описывающих собственные колебания, координатные и временные функции разделены. Это означает, что собственные колебания являются стоячими волнами. Можно легко показать, что при больших n и $m=0$ каждое собственное крутильное колебание может быть рассмотрено как результат интерференции двух бегущих волн Лява равной амплитуды; аналогично сфероидальное колебание есть результат интерференции волн Рэлея. В результате получаются фундаментальные формулы, связывающие длину волны λ и фазовую скорость C волн Лява и Рэлея с частотой ω и номером n соответствующих колебаний,

$$ \left.\begin{aligned} {}_jC_n &= \frac{R\,{}_j\omega_n}{n+\frac{1}{2}}, \\ {}_j\lambda_n &= \frac{2\pi\,{}_jC_n}{{}_j\omega_n} = \frac{2\pi R}{n+\frac{1}{2}}, \end{aligned}\right\} \qquad (25) $$

где R — средний радиус Земли. Мощные математические методы, развитые в теории собственных колебаний, позволяют с помощью (25) определять дисперсионные кривые для поверхностных волн, о которых мы упоминали в первой главе. Вначале рассчитываются ветви частот ${}_j\omega_n = f_j(n)$ ($j = 0, 1, 2, \ldots$). Затем определяют дисперсионные кривые для фазовой C_j и групповой U_j скоростей

$$ C_j = C_j(\omega) \text{ и } U_j = R\frac{d\,{}_j\omega_n}{dn} \qquad (26) $$

для нулевой ветви (моды) $j = 0$, первой моды $j = 1$ и т. д.; правда, нужно помнить, что в случае поверхностных волн $j=0$ называют первой модой, $j=1$ — второй и т. д.

8.2. ДИССИПАТИВНЫЕ СВОЙСТВА ЗЕМНЫХ НЕДР

В работе автора, опубликованной в начале 1962 г., было указано, что метод собственных колебаний позволяет в грубых чертах определить новую характеристику земных недр. Речь идет о так называемой диссипативной функции Q_μ, которая является мерой рассеяния механической энергии в различных слоях планеты. В электротехнике Q определяет добротность электрических контуров. В механике диссипативную функцию Q_μ можно назвать механической добротностью системы; она равна отношению энергии, накопленной в системе, и энергии, рассеянной в течение цикла [см. формулу (4) в § 1.2]. Q_μ определяют или по ширине спектральной линии или по спаданию со временем амплитуды собственных колебаний. Величину Q_μ можно также рассматривать как «меру идеальности» упругости среды. Чем больше значение Q_μ, тем меньшая часть механической энергии при колебаниях рассеивается и переходит в тепло, тем ближе среда к идеально упругой. Поясним теперь, почему у Q_μ стоит индекс μ. В § 1.2 при рассмотрении затухания объемных P- и S-волн мы у соответствующих Q проставили индексы P и S [см. формулу (3)], показывая тем самым, к каким волнам относится рассматриваемое Q.

При собственных колебаниях или при распространении волн в недрах Земли возникают напряжения. Любое напряжение (или напряженное состояние) можно разложить на две части: напряжение чистого сдвига и напряжение всестороннего сжатия (или растяжения). Часть напряжения, представляющая напряжение чистого сдвига, пропорциональна модулю сдвига μ, а другая часть напряжения — напряжение всестороннего сжатия — пропорциональна модулю сжатия K. Процессы всестороннего сжатия являются практически идеально упругими по сравнению со сдвиговыми процессами. Затухание собственных колебаний, и, видимо, всех остальных механических колебаний земных недр, происходит из-за отклонения материала от идеальной упругости по отношению к сдвиговым напряжениям. Образно это передают словами, говоря, что рассеяние механической энергии связано с релаксацией модуля сдвига μ. Количественной мерой этого рассеяния является величина Q_μ [см. формулу (4)]. Из-за того, что неупругость среды при процессах всестороннего сжатия (расширения) много меньше, чем при сдвиговых процессах, говорят, что модуль сжатия K не релаксирует, и соответствующую количественную меру «объемной» добротности Q_K полагают равной бесконечности, $Q_K = \infty$.

Таким образом, задача заключается в подборе такого распределения $Q_\mu(l)$ с глубиной, чтобы получить согласие рассчитанных значений мер затухания крутильных ${}_jQ_{T,n}$ и сфероидальных ${}_jQ_{S,n}$ тонов с наблюдаемыми значениями этих величин. При этом амплитудные коэффициенты затухания собственных колебаний ${}_j\alpha_{T,n}$ и ${}_j\alpha_{S,n}$ связаны с ${}_jQ_{T,n}$ и ${}_jQ_{S,n}$ простыми формулами

$$ {}_j\alpha_{T,n} = \frac{{}_j\omega_{T,n}}{2\,{}_jQ_{T,n}}, \qquad {}_j\alpha_{S,n} = \frac{{}_j\omega_{S,n}}{2\,{}_jQ_{S,n}} \tag{27} $$

(затухания амплитуды $\sim e^{-\alpha t}$).

Если обратиться к рис. 13, на котором показаны распределения смещений с глубиной, то легко понять, почему наблюдения затухания различных гармоник спектра собственных колебаний позволяют найти распределение $Q_\mu(l)$ с глубиной. Действительно, смещения в разных тонах погружены в недра Земли на различные глубины и их затухание позволяет зондировать распределение механической добротности $Q_\mu(l)$ [или диссипативной функции земных недр $Q_\mu^{-1}(l)$].

Оказалось, что в оболочке Земли функция $Q_\mu(l)$ имеет два глубоких минимума, в которых значения $Q_\mu \approx 100$. Первый минимум расположен в той же области, где находится слой пониженных скоростей сейсмических волн, т. е. на глубинах $\sim 50-300$ *км* (Д. Андерсон, Ч. Аршамбо, 1964 г.). Вторая зона низких Q_μ расположена на глубинах $\sim 2600-2900$ *км*, т. е. у основания мантии, граничащей с земным ядром. Обе эти области разделены обширной областью мантии (глубины $\sim 1000-2200$ *км*), где значения Q_μ на порядок больше ($Q_\mu \sim 1000$). Это означает, что среда этой части мантии очень слабо отличается от идеальной. В переходной зоне оболочки, зоне C, на глубинах от 300 до 1000 *км*, Q_μ возрастает от 100 до ~ 1000, а в нижней мантии, на глубинах $\sim 2200-2600$ *км*, убывает от ~ 1000 до ~ 100. Найти распределение функции Q_μ в земном ядре пока не удается. Можно только сказать, что для внешнего ядра Q заметно больше, чем для мантии ($Q \gg 1000$). Для внутреннего ядра Земли (глубины $\sim 5100 \div 6471$ *км*) $Q_\mu \sim \sim 100 \div 300$.

Конкретный физический механизм диссипации механических колебаний в земных недрах еще недостаточно ясен.

Можно только указать следующие четыре общие причины, приводящие к понижению Q_μ: 1) близость температуры к температуре плавления; действительно, при относительно высокой температуре кривая зависимости внутреннего трения от температуры для большинства материалов непрерывно растет с ростом температуры, достигая довольно большой величины; это явление известно под названием высокотемпературного фона; 2) наличие в веществе заметного количества инородных примесей; например, в силикатном веществе низов мантии (глубины 2600—2900 *км*) могут иметься космические «шлаки» типа летучих H_2O, CO_2 и др., которые туда попали как выплавки при образовании и эволюции земного ядра; 3) частичное плавление, причиной которого также может быть наличие указанных выше летучих веществ; 4) релаксация напряжений (скольжение) по границам зерен в поликристаллической оболочке Земли при высоких температурах. Естественно, что все эти причины могут действовать одновременно, но не исключено и наличие других факторов, которые сейчас трудно указать.

Интересной гипотезой является предположение, что обе граничные области мантии Земли представляют собой резервуары космохимических шлаков, которые в принципе являются потенциальными источниками тектонических движений.

Учитывая корреляцию низких значений Q_μ с высокими температурами и в свою очередь корреляции высоких температур с низкими вязкостями, можно предполагать наличие в оболочке Земли двух астеносферных («размягченных») слоев. Первый астеносферный слой расположен на глубинах 70—270 *км* в верхней мантии в зоне пониженных скоростей. Второй слой находится у подошвы мантии и некоторые сведения о нем стали известны только в самое последнее время.

Мы знаем, что температура в наружных слоях Земли (об этом пойдет речь ниже) быстро нарастает, приближаясь к температуре плавления в зоне пониженных скоростей. Следовательно, наличие минимума Q_μ на глубинах 50—300 *км* служит еще одним указанием на близость температур в этой зоне планеты к температурам плавления. Вопрос о температурах в глубинных недрах Земли, у подошвы мантии, недостаточно определен. Низкие значения Q_μ в этой области видимо, указывают на то, что эти температуры достаточно высокие.

Повышение точности и детальности геофизических данных, оценка диссипативных свойств земных недр, о которой мы только что говорили, подготовили почву для принципиально новой постановки задачи о сейсмологической модели Земли. В § 1.2 при рассмотрении затухания объемных сейсмических волн отмечалось, что как лабораторный эксперимент, так и геофизический опыт показывают независимость от частоты в первом приближении величины Q_μ для горных пород и распределения $Q_\mu(l)$ в недрах Земли. В то же время до самого последнего момента считалось, что сейсмологическая модель Земли (или, как часто говорят, «модель Земли») также не зависит от частоты. В последнюю фразу вкладывается утверждение, что распределение модулей упругости $\mu(l)$, $K(l)$ и плотности $\rho(l)$ одно и то же, вне зависимости от того, рассчитываем ли мы времена пробега объемных сейсмических волн (периоды 0,1 ÷ 10 *сек*), дисперсионные кривые поверхностных волн (периоды 10 *сек* ÷ 3 *мин*), частоты собственных колебаний Земли (периоды 3 ÷ 55 *мин*) или числа Лява для приливов (периоды от полусуток до полутора лет).

Переход от упругих моделей Земли к неупругим моделям как раз и показал, что предположение о независимости модели Земли от частоты является устаревшим и неверным. Более того, неучет этого обстоятельства в значительной мере обесценивает многочисленные построения моделей Земли, выполненные в последнее десятилетие. Скажем сразу же, что распределение плотности в недрах Земли $\rho(l)$ не зависит от частоты; из-за того, что модуль сжатия не релаксирует (при процессах всестороннего сжатия не происходит диссипации энергии механических колебаний в тепло), распределение $K(l)$ также не зависит от частоты. А вот из-за того, что диссипация механических колебаний определяется сдвиговыми процессами (модуль сдвига μ релаксирует), распределение модуля сдвига в недрах Земли $\mu(l)$ зависит от частоты, т. е. более правильно следует писать $\mu(l, \omega)$.

Для разъяснения этого вопроса рассмотрим простейшее реологическое тело — тело Максвелла.

Реология — это наука о механическом поведении не идеально упругих тел. Соответственно реологические тела — это механические модели не идеально упругих тел.

Простейшая гуковская модель упругого твердого тела, в которой напряжения линейно зависят от деформаций, а коэффициенты пропорциональности — модули упругости, не является реологической моделью. Эта модель не обладает неупругостью. Возбужденные в гуковском теле механические колебания продолжались бы неограниченно долго из-за отсутствия затухания. Можно сказать, что гуковская модель твердого тела — это идеальная, предельная реологическая модель без затухания. Второй идеальной моделью является модель идеальной жидкости, вязкость которой равна нулю. Механические колебания в такой жидкости также не затухают. Таким образом, до самого последнего времени, по существу, рассматривалась предельная идеальная модель Земли, кора, оболочка и внутреннее ядро которой считались гуковским твердым телом, а внешнее ядро — идеальной жидкостью.

Простейшей реологической моделью является ньютоновская вязкая жидкость. Энергия механических колебаний в ньютоновской жидкости будет диссипировать в тепло из-за вязкого трения. Вообще говоря, вязкая жидкость — это предельный случай реологического тела Максвелла для низких частот (или, что то же самое, для больших периодов). Чисто по-житейски мы всегда легко отличаем жидкость от твердого тела. Но если поставить вопрос научно, то это потребует специального определения. Действительно, можно определить жидкость как такое состояние вещества, когда тело принимает форму заключающего его сосуда. Можно и так сказать, что в жидкости не существуют поперечные волны, так как модуль сдвига жидкости равен нулю, и она не работает на сдвиг. Следовательно, жидкость характеризуется только одним упругим модулем — модулем сжатия K. В ней могут распространяться только продольные волны P со скоростью $v_P = \sqrt{K/\rho}$.

Однако легко видеть, что мы все время ведем речь о жидкости с малой вязкостью η. Рассмотрим набор жидкостей со все возрастающими вязкостями. Тогда окажется, что жидкости с достаточно большими вязкостями не будут принимать форму заключающего их сосуда за обозримое время и, кроме того, в таких жидкостях могут распространяться как продольные, так и поперечные волны, если только периоды этих волн достаточно короткие. Таким образом, совершенно ясно, что требуется четко определить условия, в которых вязкая жидкость проявляет себя как жидкость в обычном понимании этого слова, и условия, когда жидкость механически неотличима от твердого тела. Поставленный вопрос легко разрешается, если ввести время релаксации для вязкой, ньютоновской жидкости, которое равно отношению вязкости к модулю сдвига, $\tau_н = \eta/\mu$. Тогда для периодических процессов с периодами $T \gg \tau_н$ тело будет вести себя как жидкость, а для периодов $T \ll \tau_н$ — как твердое тело. Для большинства жидких тел $\eta \sim 1$ *пуаза*, а $\mu \sim 10^{11}$ *дин/см*^{2} и $\tau_н \sim \sim 10^{-11}$ *сек*. Следовательно, в обычных условиях практически всегда $T \gg \tau_н$, и мы имеем дело с проявлением жидкого состояния, хотя в случае астеносферного слоя в недрах Земли $\eta \sim 10^{21}$ *пуаз*, $\mu \sim 10^{12}$ *дин/см*^{2}, $\tau_н \sim \sim 10^9$ *сек*, и мы имеем дело с проявлением твердого состояния $T \ll \tau_н$.

В случае твердого состояния скорости P- и S-волн равны $v_P = \sqrt{\dfrac{K + \frac{4}{3}\mu}{\rho}}$ и $v_S = \sqrt{\dfrac{\mu}{\rho}}$, в случае жидкого состояния $v_P = \sqrt{\dfrac{K}{\rho}}$, $v_S = 0$. Поэтому, при переходе от высоких частот, $\omega \gg \omega_н = \dfrac{2\pi}{\tau_н}$, к низким, $\omega \ll \omega_н$, модуль сдвига меняется от своего высокочастотного значения $\mu(\infty)$ до низкочастотного $\mu(0)$, равного нулю для вязкой жидкости, $\mu(0) = 0$. Максвелловским реологическим телом как раз и будет вязкая жидкость, рассмотренная во всем интервале частот. При коротких периодах оно проявляет себя как твердое тело, а при длинных как жидкость. Механические свойства реальных твердых тел моделируются более сложными реологическими моделями, в которых модуль сдвига меняется от своего высокочастотного значения $\mu(\infty)$ до низкочастотного — статического значения $\mu(0)$, не равного нулю. Таким образом, мы видим, что при переходе от чисто упругих моделей Земли к неупругим, не зависящий от частоты высокочастотный модуль сдвига $\mu(\infty)$ следует заменить на динамический модуль сдвига $\mu_д(\omega)$, зависящий от частоты. До работы, опубликованной в 1975 г. С. Ц. Акопяном, В. Н. Жарковым и В. М. Любимовым, это известное обстоятельство не анализировалось и чисто интуитивно предполагалось, что частотная зависимость динамического модуля сдвига слишком слаба, чтобы привести к наблюдаемым эффектам.

Оказалось, что учет частотной зависимости приводит к заметному понижению модуля сдвига порядка 3—5% при переходе от периодов ~ 1 *сек* к периодам ~ 10 *мин* в зонах Земли с пониженными значениями Q_μ. Мы уже отмечали, что неучет этого обстоятельства, по существу, обесценивает многие построения детальных моделей Земли, когда дело идет об уточнении распределений скоростей сейсмических волн порядка одного процента.

Тот факт, что современные реальные модели Земли должны зависеть от частоты, проявился в последних работах по этому вопросу следующим образом. Чтобы согласовать модель Земли, построенную по данным о собственных колебаниях (периоды ~ 10 мин.), с моделью, построенной по объемным волнам (периоды 1 *сек*), приходилось чисто формально вводить поправку отсчета во времена пробега объемных волн. Физической причиной, из-за которой возникает эта поправка, является неупругость земных недр. Теперь стало ясно, что необходимо перейти от старой концепции не зависящего от частоты модуля сдвига μ к более правильной концепции динамического модуля сдвига $\mu_д(\omega)$, зависящего от частоты, и при построении модели Земли вводить поправку за динамический модуль сдвига земных недр, как это описано ниже.

Выше отмечалось, что Q_μ для горных пород и земных недр слабо зависит от частоты или, быть может, вовсе от нее не зависит. Конкретную зону Земли с заданным Q_μ чисто феноменологически можно описать некоторой реологической моделью, называемой моделью Ломнитца, которая в рассматриваемом интервале частот дает плато для $Q_\mu(\omega)$. Тогда можно получить простую формулу для изменения динамического модуля сдвига (т. е. поправку за динамический модуль сдвига) при переходе от стандартной частоты ω_0 к некоторой произвольной частоте ω.

Исходные модели Земли, применяемые при расчете собственных частот, построены по объемным волнам, поэтому поправку за динамический модуль сдвига разумно отсчитывать от значения $\mu_д$ ($T \sim 1$ *сек*), $\omega_0 = \dfrac{2\pi}{T_0} = 2\pi$. Тогда поправка за динамический модуль сдвига для i-го слоя Земли $Q_\mu = Q_{\mu i}$ равна

$$\Delta\mu_{дi}(\omega, Q_{\mu i}) = \mu_{дi}(\omega, Q_{\mu i}) - \mu_{дi}(\omega_0, Q_{\mu i}) = \\ = -\frac{2}{\pi}\frac{\mu_{0i}}{Q_{\mu i}} \ln\frac{\omega_0}{\omega}, \qquad (28)$$

где $\omega_0 = 2\pi$, $\mu_{0i} = \mu_{дi}(\omega_0, Q_{\mu i})$ — динамический модуль сдвига в i-м слое Земли для стандартной частоты ω_0.

Поясним теперь более подробно, почему поправка за динамический модуль сдвига снимает вопрос о поправках отсчета, о которых мы уже упомянули выше. Поправками отсчета называются добавки к временам пробега S-, P- и других типов волн, которые приходится делать при построении моделей Земли, когда используются данные как о временах пробега объемных волн, так и о периодах собственных колебаний Земли. Величина этой поправки Δ составляет $1 \div 4$ *сек* (для S волн ~ 4 *сек*, для P волн ~ 2 *сек*), т. е., чтобы согласовать модель с данными о частотах собственных колебаний Земли, необходимо несколько «уменьшить» скорости объемных сейсмических волн, что и увеличивает времена пробега ($\Delta t \sim 1 \div 4$ *сек*). Именно этот эффект дает переход от идеально упругого к динамическому модулю сдвига. Действительно, периоды собственных колебаний в 10^2 и 10^3 раз больше, чем периоды объемных волн. Соответственно для них модуль сдвига меньше (так сказать, модуль сдвига «мягче»). Если мы с этим модулем сдвига сосчитаем времена пробега для объемных волн, то получим, что они больше наблюдаемых примерно на величину поправки отсчета $\Delta t \sim 1 \div 4$ *сек*.

В действительности при построении моделей следует отказаться от формального введения поправок отсчета и действовать совсем иначе. За исходную следует выбрать модель Земли, полученную по объемным волнам (высокочастотная модель), и при совместном использовании времен пробега и частот собственных колебаний вводить для последних поправки за динамический модуль сдвига, как это описано выше. Такой подход не только более правилен с физических позиций, но и делает саму задачу о моделях Земли более глубокой, тесно связывая распределение $Q_\mu(l)$ в Земле с распределением модулей упругости и плотности.

Само $Q_\mu(l)$ может определяться отдельно от модели по данным о затухании собственных колебаний и объемных волн. Однако при построении модели Земли с учетом поправок за динамический модуль сдвига хорошая согласованность данных об объемных волнах и собственных колебаниях будет указывать, что принятые при расчете распределения $Q_\mu(l)$ удовлетворяют также некоторым интегральным условиям согласования обоих типов данных.

ГЛАВА 4

МАГНЕТИЗМ И ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТЬ ЗЕМЛИ

«В предыдущих книгах мы показали, что магнит имеет свои полюсы, железо также имеет определенные полюсы, способность поворачиваться и вращательность; наконец, что магнит и железо направляют свои полюсы к полюсам Земли. Теперь нам следует раскрыть причины и удивительные, хотя и замеченные раньше, но не объясненные действия всего этого».

Вильям Гильберт,
«О магните, магнитных телах и о большом магните — Земле».

4.1. МАГНИТНОЕ ПОЛЕ ЗЕМЛИ

Геомагнетизм — одна из старейших и обширнейших геофизических дисциплин. Долгие годы в курсах по внутреннему строению Земли проблемы геомагнетизма не затрагивались. Такое на первый взгляд парадоксальное положение имело весьма простое, можно сказать, тривиальное объяснение. Геомагнетизм ничего не добавлял к тому, что было известно о недрах планеты, а сама теория земного магнитного поля носила формальный характер. Она ничего не говорила о физических причинах возникновения и поддержания магнитного поля Земли на протяжении космических интервалов времени.

Магнитные поля широко распространены во Вселенной. Они существуют у ввезд, в космическом пространстве; имеется магнитное поле у Солнца и у планет Меркурий, Венера, Марс, Юпитер и Сатурн. В самое последнее время получены указания на наличие собственного магнитного поля у планет Уран и Нептун.

Для проблемы внутреннего строения, пожалуй, самой замечательной особенностью геомагнитного поля является его быстрая изменчивость. Значение вариаций магнитного поля для физики Земли определяется тем, что, с одной стороны, это наиболее быстрые изменения из всех геофизических процессов, которые поддаются изучению, и, с другой, что они отражают сложную картину гидро-