

Лекция 9. СЕЙСМИЧЕСКИЕ ВОЛНЫ. СЕЙСМОЛОГИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ЗЕМЛИ

В 9-ой главе рассмотрены свойства сейсмических волн, функция Грина, годограф, сейсмологическая модель Земли, уравнение Адамса-Вильямсона, Собственные колебания Земли и др.

Сейсмические волны.

Функция Грина в динамической теории упругости (Аки, Ричадрс. 1983). Для получения математического представления о смещениях, типичных для задач сейсмологии, - получено представление в виде формулы, выражающей смещение (в произвольной точке пространства и времени) через величины, вызвавшие движение. Согласно теореме единственности, таковыми являются объемные силы, напряжения, приложенные к поверхности рассматриваемого упругого тела, или смещения на этой поверхности. В разрывных движениях, связанных с землетрясениями, сейсмический источник сложный: он охватывает конечную часть плоскости разрыва (или конечный объем) и действует в течение конечного времени, и в общем случае ему соответствуют движения (в очаге) различного направления и величины. Теорема представления — не что иное, как технический прием, при помощи которого смещение от реалистической модели источника синтезируется из смещений, вызванных простейшим из источников, а именно однонаправленным единичным импульсом, точно локализованным в пространстве и времени.

Смещение от такого простого источника - есть функция Грина динамической теории упругости. Если единичный импульс приложен в $x = \xi$ и $t = \tau$ в n -ом направлении, то мы обозначаем i -ю компоненту смещения в произвольных (x, t) как $G_{in}(x, t; \xi, \tau)$. Очевидно, что эта функция Грина – тензор.

Она зависит от координат приемника и источника и удовлетворяет в V уравнению

$$\rho \frac{\partial^2}{\partial t^2} G_{in} = \delta_{in} \delta(x - \xi) \delta(t - \tau) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(c_{ijkl} \frac{\partial}{\partial x_i} G_{kn} \right) \quad (1)$$

В качестве начальных условий принято, что $G(x, t; \xi, \tau)$ и $\partial[G(x, t; \xi, \tau)]/\partial t$ равны нулю при $t \leq \tau$ и $x \neq \xi$. Чтобы однозначно определить G , необходимо только задать граничные условия на S ; в различных приложениях мы будем использовать набор различных граничных условий.

Если граничные условия не зависят от времени (например, S всегда абсолютно жестко), то начало отсчета времени можно произвольно сдвигать, и мы видим из (1), что G зависит от t и τ только в комбинации $(t - \tau)$. Отсюда

$$G(x, t; \xi, \tau) = \mathbf{G}(x, t - \tau; \xi, 0) = G(x, -\tau; \xi, -t), \quad (2)$$

что является соотношением взаимности для времен источника и приемника.

Если G удовлетворяет на S однородным граничным условиям, можно использовать (1), чтобы получить важные соотношения взаимности для пространственных положений источника и приемника. Пусть f - единичный импульс, приложенный в m -ом направлении в $x = \xi_1$, в момент времени $t = \tau$, и g - единичный импульс, приложенный в n -м направлении в $x = \xi_2$ в момент времени $t = -\tau_2$. Тогда

$$u_i = G_{im}(x, t; \xi_1, \tau_1) \quad \text{и} \quad v_i = G_{in}(x, t; \xi_2, -\tau_2),$$

так что непосредственно вытекает

$$G_{nm}(\xi_2, \tau + \tau_2; \xi_1, \tau_1) = G_{mn}(\xi_1, \tau - \tau_1; \xi_2, -\tau_1). \quad (3)$$

Пусть $\tau_1 = \tau_2 = 0$. Тогда

$$G_{mn}(\xi_2, \tau; \xi_1, \tau_1) = G_{mn}(\xi_1, \tau; \xi_2, 0) \quad (4)$$

что указывает на чисто пространственную взаимность. Принимая в (9.13) $\tau = 0$, получаем

$$G_{mn}(\xi_2, \tau; \xi_1, \tau_1) = G_{mn}(\xi_1, -\tau_1; \xi_2, -\tau_2), \quad (5)$$

что устанавливает пространственно-временную взаимность.

Практическое вычисление функции Грина динамической теории упругости может быть связано с большими трудностями. Этот вопрос рассматривается для простейших упругих тел (однородных, изотропных, неограниченных), а также для случая больших расстояний между источником и приемником в неоднородных средах.

Теоремы единственности и взаимности. Рассмотрение вопросов единственности (для поля смещений u в теле с объемом V и поверхностью S) естественно начать с нескольких общих замечаний о способах определения движений. Мы покажем, что достаточно задать объемные силы внутри V и напряжения по всей S , чтобы единственным образом определить поле смещений, возникающих в V , относительно заданных начальных условий. Другой возможный способ оценить влияние S на поле смещений состоит в задании граничных условий для самих смещений (на поверхности S) вместо напряжений. Например, S может быть абсолютно жесткой. Может показаться, что напряжение на S и смещение на S — независимые характеристики поля смещений в объеме V . Однако это не так, важно осознать, что напряжения на S определяют смещения на S , и наоборот.

Смещение $u = u(x, t)$ внутри объема V с поверхностью S однозначно определяется, начиная с момента t_0 начальными значениями смещения и скорости частиц в момент t_0 в V и значениями на всех временах $t \geq t_0$ следующих величин:

- объемных сил f и тепла D поступающего в V ;
- напряжений T в любой части S_1 , поверхности S ;
- смещений на S_2 (оставшейся части S , т.е. $S_1 + S_2 = S$) (S_1 или S_2 может совпадать с S).

Теорема взаимности. Сформулируем несколько общих соотношений между парой решений для смещений в упругом теле объемом V .

Положим, что $u = u(x, t)$ — одно из этих полей смещений, вызванное объемными силами f , граничными условиями на S и начальными условиями в момент $t = 0$. Пусть $v = v(x, t)$ - другое поле смещений, порожденное объемными силами g при граничных условиях на S и начальных условиях при $t = 0$, в общем отличных от условий для u . Чтобы различить напряжения на поверхностях, нормальных к n в этих двух случаях, мы будем использовать обозначения $T(u, n)$ для напряжений при смещениях u и, аналогичным образом, $T(v, n)$ для напряжений при смещениях v .

Если существует такой момент τ_0 , до которого u и v равняются нулю по всему V (и, следовательно, $du/dt = dv/dt = 0$ при $\tau \leq \tau_0$) то свертка

$$\int_{-x}^x \rho \{ \ddot{u}(t) \cdot v(\tau - t) - u(t) \cdot \ddot{v}(\tau - t) \} dt, \quad (6)$$

равна нулю.

Теорема Ламе. Если поле смещений $u = u(x, t)$ удовлетворяет условию:

$$\rho \ddot{u} = f + (\lambda + 2\mu) \nabla(\nabla \cdot u) - \mu \nabla \times (\nabla \times u) \quad (7)$$

И если объемная сила и начальные значения du/dt и u выражаются через потенциалы Гельмгольца как:

$$f = \nabla \Phi + \nabla \times \Psi; \dot{u}(x, 0) = \nabla \times B; u(x, 0) = \nabla C + \nabla \times D, \quad (8)$$

с нулевыми $\nabla \cdot \Psi, \nabla \cdot B, \nabla \cdot D$,

то существуют потенциалы ϕ и ψ для u , обладающие следующими четырьмя свойствами:

$$1) u = \nabla\varphi + \nabla \times \psi; \quad (9)$$

$$2) \nabla \cdot \psi = 0; \quad (10)$$

$$3) \ddot{\varphi} = \frac{\Phi}{\rho} + \alpha^2 \nabla^2 \varphi \quad \left(\alpha^2 = \frac{\lambda + 2\mu}{\rho} \right); \quad (11)$$

$$4) \ddot{\psi} = \frac{\Psi}{\rho} + \beta^2 \nabla^2 \psi \quad \left(\beta^2 = \frac{\mu}{\rho} \right). \quad (12)$$

$\nabla\varphi$ и $\nabla \times \psi$ называются соответственно P и S - компонентами u .

Свойства P -волны в дальней зоне. Введем понятие P -волны в дальней зоне, для которой смещение u^P в виде:

$$u_i^P(x, t) = \frac{1}{4\pi r \alpha^2} \gamma_i \gamma_j \frac{1}{r} X_o \left(t - \frac{r}{\alpha} \right). \quad (13)$$

Тогда вдоль данного направления γ от источника эта волна:

- 1) затухает как r^{-1} ;
- 2) имеет форму колебания, зависящую от пространственно-временной комбинации $t - r/\alpha$, и, следовательно, распространяется со скоростью α . Для $t = 0$ r/α - время прихода P -волны в r ;
- 3) имеет амплитуду смещения, пропорциональную приложенной силе в задержанный момент времени;
- 4) направление смещения u^P в x параллельно направлению γ от источника.

Свойства S -волны в дальней зоне. Волна S в дальней зоне несёт смещение u^S вида:

$$u_i^S(x, t) = \frac{1}{4\pi r \beta^2} (\delta_{ij} - \gamma_i \gamma_j) \frac{1}{r} X_o \left(t - \frac{r}{\beta} \right). \quad (14)$$

Вдоль единичного вектора γ , направленного от источника к приемнику, эта волна:

- 1) затухает как r^{-1} ;
- 2) имеет время прихода S -волны в r ; равное r/β и распространяется со скоростью β .
- 3) имеет амплитуду смещения, пропорциональную приложенной силе в задержанный момент времени;
- 4) направление смещения u^S в x перпендикулярное направлению γ от источника.

Следовательно, в дальней зоне S -волна – *поперечная волна*, поскольку направление движения частиц в ней нормально направлению распространения.

Диаграммы излучения и приведены на рис. 1.

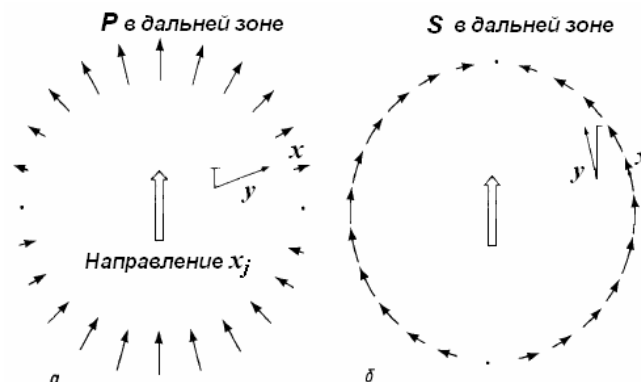


Рис. 1. Диаграммы направленности излучения волн P и S в дальней зоне точечной силой, действующей в направлении x_j .

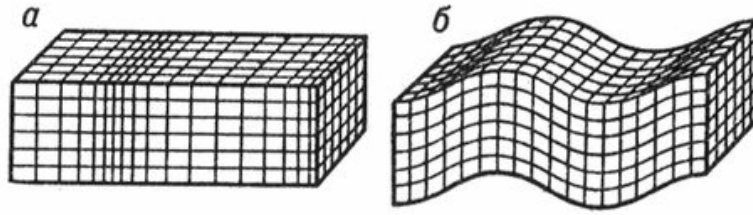


Рис.2. Характер движения частиц в волнах Р (а) и S (б).

Годограф сейсмических волн. Годографом сейсмической волны называется график зависимости времени пробега волны от источника до приемника волны (регистрирующего устройства) от эпицентрального расстояния. Эпицентральное расстояние - это угол с вершиной в центре шара, которым изображается Земля, а сторонами этого угла являются радиус-векторы источника и приемника.

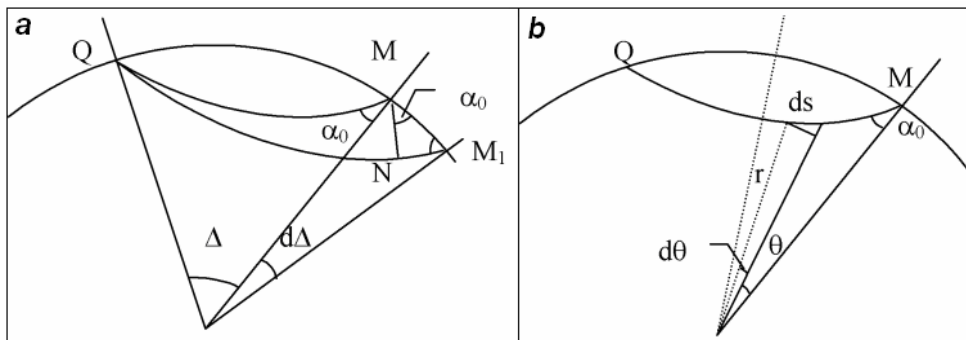


Рис. 3. Схемы сейсмических лучей.

Из закона Снелиуса следует, что сейсмический луч, направленный внутрь Земли, будет отклоняться от нормали к сферическому пласту, так как с увеличением глубины скорость упругих колебаний, за редким исключением, увеличивается. Поэтому сейсмический луч, который вышел из точки Q на поверхности Земли, погрузившись на некоторую глубину, снова выйдет на поверхность в точке M, где установлен сейсмоприемник (сейсмостанция). Другой луч из той же точки, почти совпадающий с первым, выйдет на поверхности в точке M₁ (рис.3 -а).

Опустим перпендикуляр из точки M на второй луч. Точку пересечения этого перпендикуляра с траекторией второго луча обозначим через N. Точки M, N, M₁ образуют треугольник. Примем за основание этого треугольника сторону N M₁. Угол при вершине обозначим через α₀ - это угол падения первого луча на поверхность раздела, в частности, на поверхность Земли. Тогда увеличение пути второго луча по отношению к первому, будет равно NM₁ = MM₁ sin α₀. Пусть время, которое необходимо, чтобы волна достигла точки M равно T(Δ), а точки M₁ - соответственно T(Δ + dΔ), где dΔ - приращение эпицентрального расстояния, равное MM₁/r₀

$$\text{Следовательно, } dT(\Delta) = T(\Delta + d\Delta) - T(\Delta) \approx \frac{NM_1}{v_0} \sin \alpha_0 = \frac{r_0 \sin \alpha_0}{v_0} d\Delta.$$

Отсюда следует:

$$\frac{dT(\Delta)}{d\Delta} = \frac{r_0 \sin \alpha_0}{v_0}. \quad (15)$$

В полученной формуле индекс "0" означает, что соответствующие величины относятся к приповерхностному слою на выходе сейсмического луча. Однако можно показать, что величина приведенного отношения не изменяется вдоль всей траектории луча, он является параметром луча $p = \frac{r \sin \alpha}{v}$. Остается выяснить, каким образом с

помощью параметра луча, который можно получить из годографа, определить изменение скорости в зависимости от радиус-вектора \vec{r} .

Обозначим изменение эпицентрального расстояния от текущей точки до точки М через θ , тогда элементарную длину дуги на траектории луча можно определить из выражения $ds^2 = dr^2 + (rd\theta)^2$, которое следует из элементарного треугольника, изображенного на рис. 9-14. Но $rd\theta = ds \sin \alpha$, поэтому $ds = rd\theta/\sin \alpha$. Выразим $\sin \alpha$ через параметр луча $\sin \alpha = vp/r$. Теперь $ds = (r^2/vp)d\theta$. Введем обозначение: $\eta = r/v(r)$.

Теперь полученное выражение будет выглядеть так: $ds = r \frac{\eta}{p} d\theta$. Следовательно,

$$\left(r \frac{\eta}{p} d\theta \right)^2 = dr^2 + (rd\theta)^2. \text{ С помощью элементарных преобразований приходим к}$$

выражению $dr = \sqrt{\frac{\eta^2}{p^2} - 1} rd\theta$. Следовательно, $d\theta = \frac{pdr}{r\sqrt{\eta^2 - p^2}}$. Чтобы получить

эпицентральное расстояние нужно проинтегрировать полученное выражение по r от точки, где расстояние текущей точки на траектории луча находится на наименьшем расстоянии от центра сферы до точки на поверхности (точка выхода луча), а результат удвоить. Такая простая схема возникает лишь при гипотезе о сферически симметричной Земле, так как только в этом случае самая глубокая точка траектории делит ее пополам. Итак,

$$\Delta = 2 \int_{r_{\min}}^{r_0} \frac{pdr}{r\sqrt{\eta^2 - p^2}}. \quad (16)$$

Мы получили интегральное уравнение относительно функции $\eta(r)$, с помощью которой легко определяется и скорость сейсмической волны: $v(r) = r/\eta(r)$. Один из примеров годографа приведен на рис. 4.

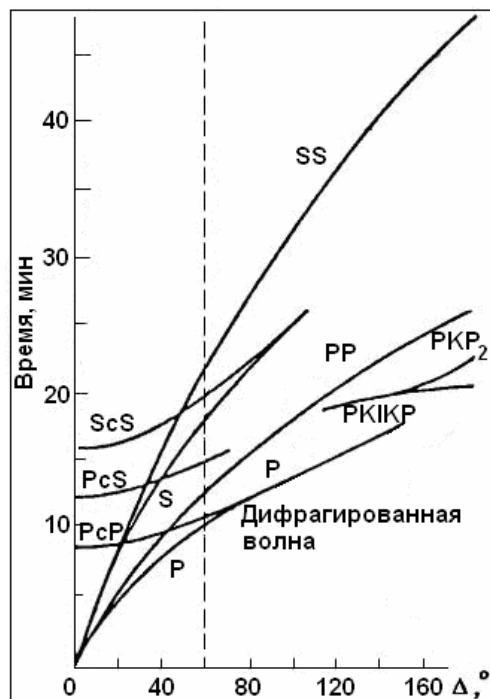


Рис. 4. Сейсмический годограф.

Деформации и напряжения в сплошной среде. Модули упругости. В изотропной среде упругие свойства не зависят от направления. Количество упругих модулей уменьшается до двух λ и μ - называемых коэффициентами Ламэ. В этом простейшем случае

компоненты напряжений выражаются через компоненты деформаций следующим образом:

$$\begin{aligned}\sigma_x &= \lambda\Theta + 2\mu\gamma_{xx}; \tau_{xy} = \mu\gamma_{xy}; \\ \sigma_y &= \lambda\Theta + 2\mu\gamma_{yy}; \tau_{xz} = \mu\gamma_{xz}; \\ \sigma_z &= \lambda\Theta + 2\mu\gamma_{zz}; \tau_{yz} = \mu\gamma_{yz};\end{aligned}\quad (17)$$

где $\Theta = \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z}$ - дилатация.

В различных задачах оперируют с пятью различными модулями упругости для изотропной среды, включая λ и μ , из которых только два являются независимыми.

1. Модуль Юнга (E), определяющий связь между нормальным напряжением и продольной деформацией в стержне.

2. Коэффициент Пуассона (σ) – значение отношения поперечной и продольной деформаций стержня при его продольном растяжении или сжатии.

3. Модуль всестороннего (объемного) сжатия (K) характеризует связь между объемной деформацией (дилатацией) и величиной равномерного всестороннего давления, т.е. суммой нормальных напряжений.

4. Модуль сдвига (μ) характеризует связь между деформацией скошения прямого угла, например, γ_{xy} и касательным напряжением τ_{xy} .

5. Модуль λ - коэффициент при дилатации в уравнении связи между деформациями сжатия-расширения и нормальными напряжениями. В жидких и газообразных средах, где отсутствуют сдвиговые деформации ($\mu = 0$), модуль λ численно равен модулю объемного сжатия K .

Ниже приводятся основные зависимости между указанными модулями для изотропной среды:

$$\begin{aligned}K &= \frac{1}{3} \cdot \frac{E}{1-2\sigma} = \frac{2\mu(1+\sigma)}{3(1-2\sigma)} = \lambda + \frac{2}{3}\mu; \\ \mu &= \frac{1}{2} \cdot \frac{E}{1+\sigma} = \frac{3K(1-2\sigma)}{2(1+\sigma)} = \frac{3}{2}(K - \lambda) = \frac{\lambda(1-2\sigma)}{2\sigma}; \\ \lambda &= \frac{\sigma E}{(1+\sigma)(1-2\sigma)} = \frac{3K\sigma}{1+\sigma} = K - \frac{2}{3}\mu = \frac{2\sigma\mu}{1-2\sigma}.\end{aligned}\quad (18)$$

Отсюда нетрудно найти выражение E и σ через любую пару других параметров.

Волны в однородной безграничной среде. Обозначим через X, Y, Z составляющие внешних массовых сил, действующих на элемент объема δV , через j_x, j_y, j_z – проекции полного ускорения центра тяжести элемента δV по осям координат, вызванного силами инерции. Силы, согласно принципу Даламбера, пропорциональны ускорениям, т.е. вторым производным компонент смещений во времени.

Элемент объема находится в равновесии, которое для любых полей напряжений в случае изотропной среды записывается в виде:

$$\begin{aligned}(\lambda + \mu)\frac{\partial\Theta}{\partial x} + \mu\nabla^2 u + \rho X &= \rho\frac{\partial^2 u}{\partial t^2}; \\ (\lambda + \mu)\frac{\partial\Theta}{\partial y} + \mu\nabla^2 v + \rho Y &= \rho\frac{\partial^2 v}{\partial t^2}; \\ (\lambda + \mu)\frac{\partial\Theta}{\partial z} + \mu\nabla^2 w + \rho Z &= \rho\frac{\partial^2 w}{\partial t^2}.\end{aligned}\quad (19)$$

$\nabla^2 = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$ - оператор Лапласа.

При отсутствии внешних сил, т.е. когда действуют только силы инерции, возникающие в процессе установившихся колебательных движений, в этих уравнениях следует положить $X = Y = Z = 0$. В этом случае путем формальных преобразований можно получить два фундаментальных уравнения:

$$\frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma \geq 0).$$

Где составляющие вектора $rot \vec{u} = \vec{\omega}$ определяются выражениями

$$\omega_x = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial y} \right); \omega_y = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \right); \omega_z = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial v}{\partial x} - \frac{\partial u}{\partial y} \right); \quad (20)$$

Из системы уравнений непосредственно следуют уравнения:

$$\begin{aligned} \nabla^2 \vec{u} &= \frac{1}{v_p^2} \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2}; \\ \nabla^2 \vec{u} &= \frac{1}{v_s^2} \frac{\partial^2 \vec{u}}{\partial t^2}. \end{aligned} \quad (21)$$

Первое из уравнений описывает распространение продольных (компрессионных), второе – поперечных (сдвиговых) волн. Скорости v_p и v_s выражаются через упругие параметры и плотность, т.е.

$$v_p = \sqrt{\frac{(\lambda + 2\mu)}{\rho}}; v_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}. \quad (22)$$

Отношение их зависит только от коэффициента Пуассона:

$$\frac{v_s}{v_p} = \gamma = \sqrt{\frac{(1-2\sigma)}{2(1-\sigma)}}. \quad (23)$$

Отсюда следует, что в сплошной среде, для которой выполняется закон Гука, $\frac{v_s}{v_p}$ не

может быть больше $\frac{1}{\sqrt{2}}(\sigma \geq 0)$.

В совокупности продольные и поперечные волны, вызванные массовыми силами, называются объемными волнами.

Особенности распространения сейсмических волн (Пузырев, 1997). В однородном полупространстве, кроме объемных продольных и поперечных, могут существовать поверхностные волны Рэлея, распространяющиеся вдоль свободной границы. Амплитуда их быстро убывает по мере удаления от свободной границы. При наблюдениях на поверхности однородной среды амплитуды волн Рэлея убывают с расстоянием по закону $r^{-1/2}$, т.е. медленнее, чем объемных Р- и S-волн.

Поверхностные волны Рэлея имеют эллиптическую поляризацию, при этом вертикальная компонента по абсолютной величине всегда больше горизонтальной. Кроме того, горизонтальная компонента значительно быстрее убывает с глубиной и при некоторых значениях глубин ($z \approx 0.2 \lambda_s$) обращается в нуль. При $z > 0.2 \lambda_s$ направление движения частиц по эллипсу изменяется на противоположное. Необходимо отметить, что в однородном полупространстве волна Рэлея не обладает дисперсией, т.е. фазовые и групповые скорости не зависят от частоты и равны друг другу. Скорость распространения волны Рэлея V_R всегда ниже скорости V_S .

Отражение и преломление упругих волн подчиняется законам геометрической оптики, в частности, закону Снеллиуса. Распространение сейсмических волн в горных

породах представляет собой сложный процесс, характеризуемый рядом параметров: динамических и кинематических. К кинематическим параметрам относится изучение фронтов и лучей, что связано со временем распространения волн. К динамическим, – амплитуда и энергия, форма импульса и спектральные особенности, пространственная поляризация и особенности интерференции. Такие характеристики среды, как глубины и формы залегания сейсмических границ, величины скоростей распространения волн и т.д., находятся на основе изучения времен вступления импульсов, которые измеряются с более высокой точностью, чем, например, амплитуды смещения почвы.

В изотропной неоднородной среде лучи всегда перпендикулярны фронтам волн, поэтому, зная конфигурацию лучей, можно однозначно определить распределение фронтов.

Приведем некоторые данные о скоростях распространения сейсмических волн. Согласно формулам 23, скорости V_P и V_S обратно пропорциональны корню квадратному из плотности. В действительности, как показывают многочисленные измерения, для горных пород имеет место противоположная зависимость (рис. 5) – с увеличением плотности скорость растет. Это связано с тем, что с уплотнением породы за счет горного давления, существенно возрастают модули упругости (E, K, μ).

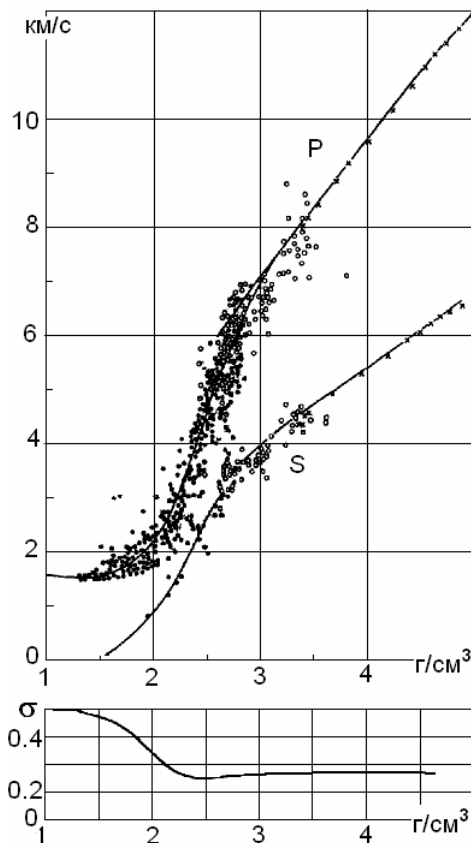


Рис. 5. Зависимость между плотностью и скоростями V_P и V_S , а также коэффициентом Пуассона σ для различных горных пород (Пузырев, 1997).

В реальных геологических средах, как, впрочем, и в любых твердых телах, амплитуда плоских волн уменьшается с расстоянием за счет необратимых тепловых потерь и диффузного рассеяния на мелких неоднородностях. При этом отдельные спектральные составляющие импульса затухают по-разному, т.е. имеет место дисперсия волн. Высокочастотные компоненты затухают существенно сильнее, чем низкочастотные. В связи с этим, в импульсе, по мере его распространения во всё возрастающей степени будут преобладать низкие частоты.

Затухание сейсмических импульсов с расстоянием, не связанное с явлением отражения и преломления на границах, т.е. собственно поглощение, вводится в виде: $\exp[-\alpha(f)r]$, где α - коэффициент поглощения, зависящий от частоты f , r – расстояние, пробегаемое волной.

Экспериментальные исследования показывают, что в широком диапазоне частот коэффициент поглощения линейно зависит от частоты. На рис. 6 приведены результаты измерений поглощения продольных сейсмических волн в горных породах по данным сейсмологии, сейсморазведки, акустического каротажа и лабораторных измерений.

Наряду с коэффициентом α , имеющим размерность м^{-1} , вводится безразмерный параметр поглощения, получивший название добротности. Связь между α и Q выражается формулой: $Q = \pi f / V\alpha = \pi / \lambda\alpha$. Предполагается, что добротность Q в первом приближении не зависит от частоты, т.к. уже учитывается линейная аппроксимация $\alpha(f)$.

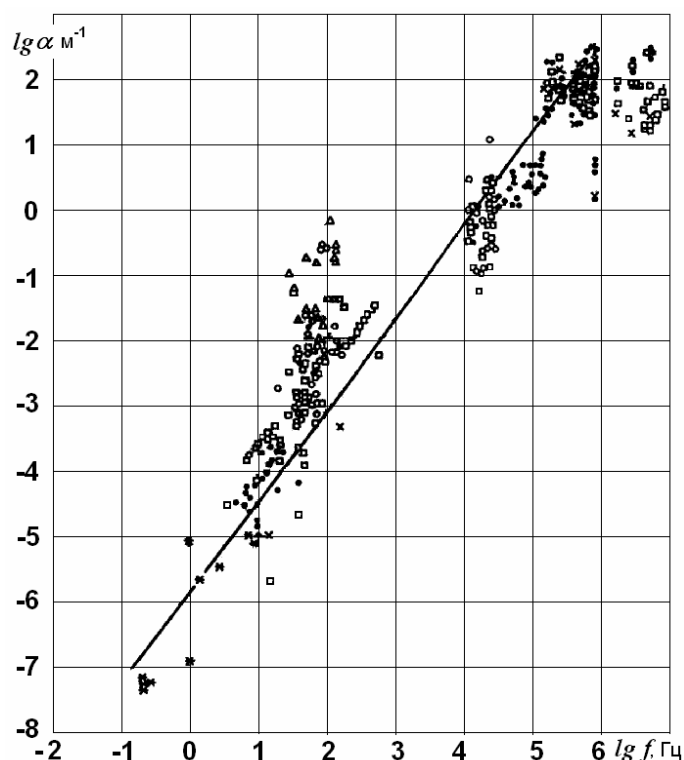


Рис. 6. Зависимость коэффициентов поглощения от частоты волны для пород различного литологического состава (Пузырев, 1997).

Сейсмологическая модель Земли (Пантелеев, 2001).

Сильное землетрясение порождает объемные волны, которые пронизывают тело планеты, как бы освещая его изнутри. Подобно лучу света сейсмический луч подчиняется законам оптической оптики, законам отражения и преломления. Однако сейсмические лучи в теле планеты не прямые линии, а искривляются в зависимости от скорости распространения, то есть от упругих свойств пород, из которых сложена Земля. Для идентификации траекторий сейсмических лучей применяются следующие обозначения:

Например, обозначение волны PKiKP говорит о том, что данная продольная волна прошла через внешнее, жидкое ядро, отразилась от внутреннего ядра, затем снова прошла через жидкое ядро и вышла как продольная волна. При пересечении поверхности раздела или отражении от нее тип волны может поменяться: из продольной она может стать поперечной и наоборот. Возможны варианты: SS, SP, PcS и т.д.

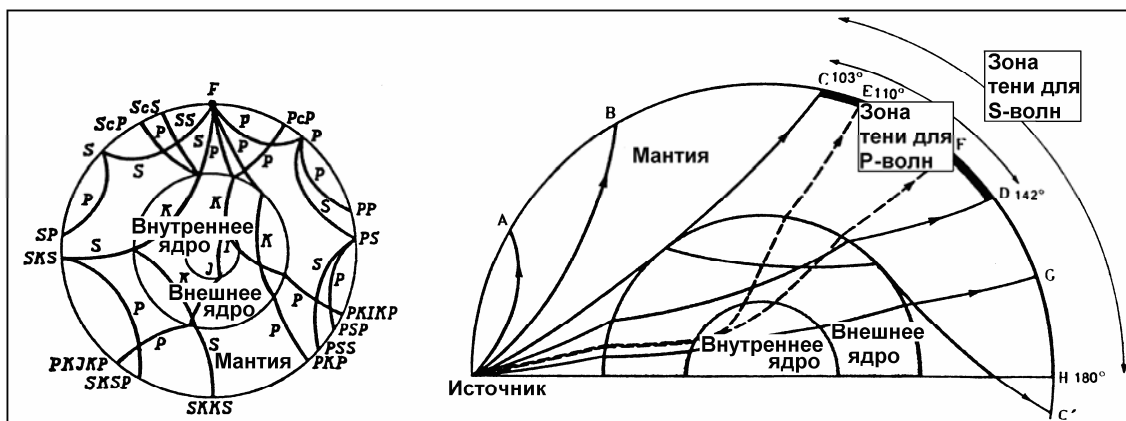


Рис.7. Траектории сейсмических волн (и их обозначения), распространяющихся внутри Земли от источника F; Выбранные лучи Р-волн.

Здесь: Р - продольная волна, S - поперечная волна, с - волна, отраженная от внешнего ядра, К - волна, прошедшая через внешнее ядро, і - отраженная от внутреннего ядра волна, I - продольная волна, прошедшая через внутреннее ядро, J- поперечная волна, прошедшая через внутреннее ядро.

Ядро Земли впервые сейсмологи обнаружили в 1906 году, а Гутенбергу в 1914 году удалось определить глубину его залегания (2885 км). Граница раздела внешнего ядра характерна тем, что на ней резко падает скорость продольной волны от 13,6 км/с до 8,1 км/с. Поперечная волна вообще через внешнее ядро не проходит, что говорит о том, что оно жидкое. Твердое, внутреннее ядро обнаружила Леман (Дания) в 1936 году. Она показала, что оно расположено на глубине приблизительно равной 5000 км.

В 1909 году югославский ученый Мохоровичич обнаружил резкое возрастание скоростей сейсмических волн на глубине около 35 км. Эту границу стали считать границей земной коры или границей Мохо. В океане она расположена ближе к поверхности земли на глубине 10-15 км и даже ближе, в горных районах, наоборот, уходит вглубь до 50-80 км.

В современном представлении Земля - это сложный многослойный объект. Каждый из слоев имеет также достаточно сложную структуру, которая изучается различными геофизическими методами (сейсмическими, магнитными, гравитационными и др.). Остановимся на одной, наиболее распространенной модели Земли. Это - модель Буллена.

Модель строения Земли Буллена			
Зона	наименование слоя	глубина (км)	плотность (г/см ³)
A	кора	35	3,2
B	силикаты	400	3,5
C	фазовые переходы	900	4,0
D	нижняя мантия	2700	5,0
D'	переходная зона	2883	
E	внешнее ядро	4980	10-11
F	переходная зона	5120	
G	внутреннее ядро	6371	12

Зоны В и С образуют так называемую *верхнюю мантию*, а зона D - нижнюю мантию. Мантия Земли состоит из силикатных пород. По мере увеличения давления и температуры в веществе происходят фазовые переходы: определенные виды пород из твердой фазы переходят в жидкую. Такие фазовые переходы отмечены в зоне С и в зоне D'. Принято считать, что металл находящийся в Земле в момент её образования, выплавляется и внешнее ядро (зона E) целиком состоит из расплавленного металла. Через эту зону поперечные волны не проходят, так как модуль сдвига равен нулю. В переходной зоне F жидкая фаза металла переходит в твердую фазу и внутреннее ядро состоит из твердого металла с плотностью 12. При этом предполагается что если изменить физические условия и поместить этот металл в условия "нормальной" температуры и давления, то его плотность окажется равной 7.

70 лет тому назад Инге Леман (Lehman, 1936) открыла внутреннее ядро Земли. В своей статье, посвященной этому событию, она писала о необходимости использования *новых свойств материи* при описании самых глубинных частей нашей планеты. Что изменилось во взглядах на природу внутреннего ядра за эти 60 лет, ведь и до Инге Леман ядро Земли принято было считать железным? Надо сказать, что обнаруженная в течение последних 10 лет анизотропия свойств внутреннего ядра, о которой пойдет речь ниже, пока объясняется свойствами кристаллического железа. То есть, примерно так же, как это было и во времена открытия И. Леман.

После открытия Леман, некоторые сейсмологи, анализируя волны, проходящие через внутреннее ядро, еще продолжали сомневаться в том, твердое оно или жидкое. Они были практически убеждены в том, что внутреннее ядро (G-ядро, по модели Буллена) твердое, однако прямым доказательством этого была бы регистрация волны, проходящей через G-ядро как сдвиговая, т. н. РКЖКР-волны (см. рис. 9-18). Единственная, до недавнего времени, публикация, посвященная обнаружению этой волны (Julian et al., 1972), не получила признания у сейсмологов. Жегоен Тромп назвал проблему обнаружения РКЖКР-волн и прямого доказательства твердого состояния внутреннего ядра Holy Grail (Святым Граалем) сейсмологии (Тромп, 1995). (Holy Grail - святая чаша, здесь имеется в виду не столько сама чаша с кровью Христа, якобы собранной при распятии одним из его учеников, сколько символ того, что эту чашу безрезультатно искали многие поколения странствующих средневековых рыцарей).

Внутреннее ядро вероятнее всего действительно твердое, об этом свидетельствует результат прямого наблюдения РКЖКР-волны и измерения её скорости. Сейсмологам при использовании французской сейсмологической сети удалось зарегистрировать поперечную (S) сейсмическую волну (от глубокофокусного землетрясения 1996 г Flores Sea), проходящую через внутреннее ядро (Okal, Cansi, 1998). Этот результат был подтвержден другими авторами (Deuss, et al., 2000) при наблюдении S волны через внутреннее ядро от этого же землетрясения, а так же от глубокофокусного землетрясения 1994 г в Боливии. Измеренная величина скорости S-волн во внутреннем ядре (3.65 км/с) практически совпадает с величиной скорости, принятой в модели Земли и оцененной по величине скачка скорости P-волн на границе внутреннего ядра и уравнению Адамса - Вильямсона. Это обстоятельство означает, что внешнее (E) ядро и внутреннее (G), состоят из одного вещества.

Уравнение Адамса - Вильямсона следует из вполне разумных предположений об однородности химического состава Земли и допущении, что гидростатическое давление выражается формулой:

$$dp = - \rho g dr, \quad (24)$$

где ρ и g плотность и ускорение силы тяжести при радиусе r . Модуль сжатия K представляет собой отношение приращения давления к величине возникшего при этом сжатия (при условии, что количество тепла и масса вещества не изменяются), т.е.

$$K = \rho dp/d\rho. \quad (25)$$

Учитывая, что $v_s^2 = \mu/\rho$; $K/\rho = v_p^2 - (4/3)v_s^2 = \phi$, здесь ϕ - сейсмический параметр, получаем уравнение Адамса - Вильямсона:

$$d\rho/dr = -\rho g/\phi. \quad (26)$$

Решение этого уравнения совместно с $g = Gm/r^2$, если известен сейсмический параметр, находит распределение плотности по радиусу Земли (G – гравитационная постоянная). Зная величину скорости S-волн во внутреннем ядре можно оценить величину коэффициента Пуассона, который, как оказалось, значительно больше, чем должен был бы быть, если бы ядро было из железа.

Эта оценка, далеко не единственный экспериментальный результат по изучению ядра Земли сейсмическими методами. В последнее время рядом авторов был проведен численный анализ большого количества сейсмических трасс (310 000, по данным Su, Dziewonski, 1994), проходящих через ядро. Выявлены поистине удивительные особенности. Речь идет об обнаружении явления анизотропии волновых свойств внутреннего ядра, состоящего в том, что скорости волн, проходящих по Земле параллельно оси ее вращения, оказываются чуть-чуть больше, чем скорости тех же волн, но когда они распространяются в плоскости земного экватора. Самое приметное состоит в том, что полученные результаты по скоростям РККР-волн находятся в хорошем соответствии и согласии с результатами анализа спектров собственных колебаний (Кузнецов, 1997).

Собственные колебания Земли. У Земли, как и у любого упругого тела, можно возбудить характерные для него колебания. Примерами вынужденных собственных колебаний могут служить колокол, скрипичная струна или столб воздуха в трубе органа и т.п. В Земле в результате прохождения сильного землетрясения, возбуждаются естественные (собственные) механические колебания, которые иной раз могут продолжаться в течение многих часов и даже дней. Например, длина записи колебаний после Чилийского землетрясения 1960 года на сейсмографе станции Изабелла (Калифорния) составляла 16 тыс. минут. Периоды собственных колебаний значительно различаются. Самые медленные колебания захватывают всю толщу Земли, неся информацию о составе и свойствах не только коры и мантии, но и ядра, как внешнего, так и внутреннего. Регистрируют эти колебания с помощью сети низкочастотных сейсмографов акселерометров, гравиметров и наклономеров. Вычисление спектров собственных колебаний представляет собой довольно сложную математическую процедуру.

Впервые собственные колебания Земли (СКЗ) были обнаружены в 1954 году Беньоффом при анализе сейсмограмм Камчатского землетрясения 1952 года. Он отождествил основное сфероидальное колебание Земли с периодом 57 мин. с соответствующим колебанием, выделенным при анализе сейсмограмм.

Собственные колебания Земли можно характеризовать некоторой функцией и связанной с ней собственной частотой ${}_n\omega_l^m$. Число обертонов n (по аналогии с квантовой механикой, главное квантовое число), угловое (орбитальное) число l и азимутальное число m , являются целыми числами, которые используются для обозначения конкретной моды колебания. Для каждого значения l существуют $2l + 1$ связанных значений m : $m = -l, \dots, m = 0, \dots, m = l$. Мультиплет ${}_nS_l$ (сфероидальная мода) или ${}_nT_l$ (тороидальная мода) представляют собой все $2l+1$ собственных колебаний (синглетов) с одними и теми же квантовыми числами n и l . В модели сферически симметричной Земли все синглеты внутри данного мультиплета имеют одинаковую собственную частоту ${}_n\omega_l$. Синглеты $2l+1$ являются вырожденными. Любое отклонение Земли от сферичности убирает это

вырождение и заставляет синглеты расщепляться таким образом, что каждый отдельный синглет имеет свою, отличную от других, собственную частоту $n\omega_l^m$.

Альтерман и др. (1964) привлекли внимание к классу сфероидальных колебаний, названному ими ядерными колебаниями (core oscillation). Теоретически такой тип колебаний оказался особо чувствительным к изменениям в строении центрального ядра. Амплитуды колебаний существенны только в ядре, а в мантии они пренебрежимо малы. Надо сказать, что ядерное колебание присуще только модели "В" Буллена и отсутствует во всех остальных рассмотренных авторами моделях. Напомню, что согласно модели "В" Буллена, плотность вещества внутреннего ядра была примерно в полтора раза выше, чем ее общепринятое значение. Эта модель была признана неправомерной, однако, идея ядерных колебаний, в несколько искаженном виде, осталась. Как будет показано ниже, в широком наборе мод СКЗ существуют колебания, обладающие повышенной чувствительностью к свойствам ядра (в том числе, внутреннего ядра) относительно свойств вещества мантии.

Расщепление мод колебаний. При анализе записей сейсмограмм катастрофического Чилийского землетрясения 22 мая 1960 года впервые был обнаружен эффект расщепления (раздвоения) частот СКЗ. Тогда же было высказано предположение, что расщепление частот вызвано вращением Земли. На основе известных классических результатов была выдвинута гипотеза о том, что во вращающемся круговом бассейне, волны, бегущие по отношению к воде в направлении вращения, имеют более длинные периоды, чем волны, движущиеся в противоположную сторону. Основы теории этого явления применительно к расщеплению мод собственных колебаний Земли, связанных с ее вращением, были заложены Пекерисом и др. (1964). В последствии было показано, что вращение Земли - не единственная причина расщепления. Необходимо учитывать так же эллиптичность Земли и ее ядра, в частности.

Наибольшие отклонения Земли от сферичности обязаны ее вращению и эллиптичности. Связанное с этими явлениями расщепление представляется в виде: $\omega^m = \omega_l (1 + bm + cm^2)$, где индексы n и l опущены для ясности. Параметр ω_l - центральная частота мультиплета. Эффекты первого порядка, связанные с вращением Земли, отражает параметр b , а линейное расщепление - функция m . Эллиптичность Земли и эффекты второго порядка отражает параметр c и квадратичное расщепление - m^2 .

Masters и Gilbert (1981) первыми обнаружили, что величина расщепления значительно превышает теоретическую оценку, основанную на учете вращения и эллиптичности Земли. В последние годы количество аналогичных наблюдений возросло до 20 (Tromp, 1993). По началу предполагалось, что причина несогласия наблюдаемого расщепления с теоретическими оценками кроется в особенности строения границы ядро-мантия, которая, в свою очередь, как предполагалось, должна быть симметрична относительно оси вращения. Для объяснения аномального расщепления были выдвинуты три механизма. Первый основывался на учете латеральной неоднородности ядра, пропорциональной сферической гармонике Y_2^0 . Такая модель, по-видимому, воспроизводит большую часть наблюдаемого расщепления, однако автор этой работы полагает, что необходимая для наблюдаемого расщепления неоднородность нереальна. Второй механизм строится на том, что учитывает пространственные неоднородности на границе внутреннего ядра и границе ядро-мантия (Tromp, 1993). Третий механизм учитывает аномалии времени распространения РККР-волн и предполагает, что связанная с этим анизотропия свойств внутреннего ядра проявляет цилиндрическую симметрию относительно оси вращения Земли. Tromp (1993) считает, что наличие латеральных неоднородностей не способно объяснить наблюдаемые эффекты, связанные с расщеплением.

Рассмотрим цилиндрическую анизотропию внутреннего ядра, как возможную причину расщепления мод СКЗ. Простейший тип анизотропии, которая обладает

цилиндрической симметрией относительно оси вращения Земли, - это поперечная изотропия, включающая 5 упругих параметров: A, C, F, L и N (Love, 1927). Эти параметры связаны с тензором поля, имеющим декартовы компоненты. Третья ось - это ось вращения Земли. Параметры: C и A связаны со скоростью P-волн ($v_{p\rho}^2$), которые распространяются соответственно параллельно и перпендикулярно оси вращения Земли. Параметры L и N, в свою очередь, связаны с величинами скоростей S-волн ($v_{s\rho}^2$), которые, аналогично предыдущему, распространяются параллельно и перпендикулярно оси вращения. Параметр F соответствует скоростям волн, распространяющихся под другими углами к оси вращения. Этот тип анизотропии, так же как вращение и эллиптичность, вызывает расщепление мод колебаний. Учет анизотропии приводит к некоторому изменению вида ω^m :

$$\omega^m = \omega'_1 (1 + bm + c^2 m + c'm^2 + dm^4). \quad (27)$$

Коэффициенты c' и d описывают эффекты, связанные с анизотропией внутреннего ядра, и определяются тремя параметрами:

$$\alpha = (C - A)/A_0, \beta = (L - N)/A_0, \gamma = (A - 2N - F)/A_0,$$

где $A_0 = (k + 4/3 \mu)$ - функция объемного модуля k и модуля сдвига μ , имеет смысл квадрата скорости P-волн. Когда $\alpha > 0$, P-волны во внутреннем ядре распространяются медленнее в экваториальной плоскости, чем вдоль оси вращения Земли. Аналогично, когда $\beta > 0$, S-волны внутреннего ядра распространяются медленнее вдоль экватора, чем вдоль оси вращения. Третий параметр γ , оказывает влияние на P- и S-волны, распространяющиеся в других направлениях.

Авторы (Woodhouse et al., 1986), используя данные 7 мультиплетов, получили величины коэффициентов: $\alpha = 6.7 \%$, $\beta = 0.7 \%$, $\gamma = -2.7 \%$. Используемая авторами модель предсказывала разницу во времени распространения РККР-волн между экваториальными и полярными путями примерно 8 секунд. Хотя наблюдаемая величина составляет 2.2 сек. Расхождение во времени распространения волн может быть уменьшено, если в модель ввести зависимость анизотропии от радиуса внутреннего ядра. Используя зависимость $\sim r^2$, авторы получили $\alpha = 10.4 \%$, $\beta = 1.9 \%$, $\gamma = -3.3 \%$ на границе внутреннего ядра, что давало 4.1 сек. вместо 8.

Распределение по радиусу внутреннего ядра трех модальных параметров α , β и γ Tromp (1993) обосновывал новыми данными по наблюдениям времени распространения P-волн, особенно под углами 130-136°. Заметим, что он же в своей следующей работе (Tromp, 1995), приводит уже несколько отличное от этого распределение практически тех же параметров. Действительно, параметры, представляющие для нас наибольший интерес:

$$\alpha = (C - A)/A_0 \text{ и } \varepsilon = (C - A)/2A_0$$

отличаются в два раза, характер их поведения вдоль радиуса внутреннего ядра несколько различается, но в области границы ($R = 1200$) в обоих случаях наблюдаются особенности. Это говорит о том, что анизотропия волновых свойств внутреннего ядра проявляется вблизи границы, с одной стороны, и, с другой, о том, что знание картины распространения скоростей волн во внутреннем ядре играет решающую роль в понимании явления анизотропии.

Анизотропия скоростей. Скорость P-волны может быть получена из выражения:

$$v_{p\rho}^2 = A \sin^4 \xi + C \cos^4 \xi + 2(2L + F) \sin^2 \xi \cos^2 \xi, \quad (28)$$

где ξ - угол между направлением распространения P-волны и N - S осью. В случае изотропии $A = C = 2L + F$. Авторы (Morelli et al., 1986) рассмотрели анизотропию скоростей сейсмических волн как возмущение к изотропному полю. Основанием к подобному подходу может служить то, что величина возмущения не превышает единиц процентов от целого. Обозначая ε и σ как возмущения, получаем:

$$C = (1 + 2\varepsilon)A; \quad 2L + F = (1 + \sigma)(AC)^{1/2}.$$

С учетом этого, выражение для скорости P-волны:

$$v_p = v_{eq} (1 + \varepsilon \cos^2 \xi + \sigma \cos^2 \xi \sin^2 \xi), \quad (29)$$

где $v_{eq} = (A/\rho)^{1/2}$ - экваториальная скорость. В этой модели предполагалось, что величины возмущений возрастают $\sim r^2$, таким образом, что они максимальны на границе внутреннего ядра. Максимальные значения параметров анизотропии: $\varepsilon = 0.032 \pm 0.005$ и $\sigma = -0.064 \pm 0.015$ для углов $\xi = 170^\circ$ - 180° .

Авторы одной из первых работ этого цикла (Poupinet et al., 1983), изучая анизотропию скоростей Р-волн во внутреннем ядре, определяли разность времен распространения (travel-time) РКІКР- и Р-волн (см. рис. 8). Анализ 400 наблюдений 143°-трасс РКІКР-волн показал, что разница в прохождении их в направлении вдоль оси вращения и поперек нее составляет примерно 1.5 ± 0.5 сек. Чуть медленнее волны распространяются вблизи экватора по сравнению с волнами, регистрируемыми вблизи Северного и Южного полюсов.

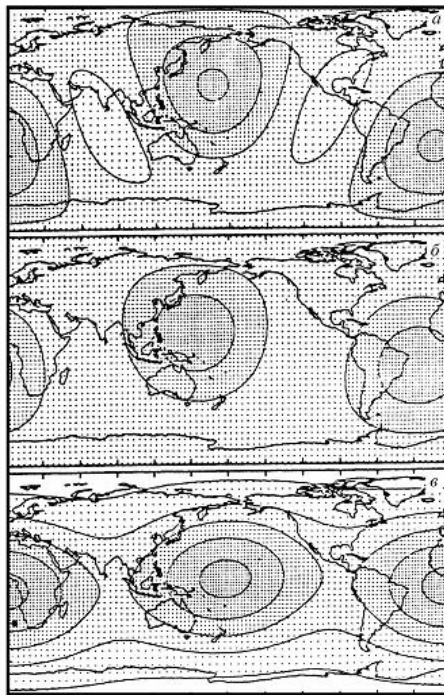


Рис. 8. Распределение латеральной анизотропии скорости Р-волн во внутреннем ядре под разными углами: $a = 170$ - 180° ; $b = 155$ - 170° ; $c = 120$ - 135° . Вся шкала ± 0.15 км/с. Чем светлее, тем выше скорость Р-волн (Morelli et al., 1986).

Для иллюстрации эффекта, в этой работе приводится пространственное распределение задержек по поверхности Земли. Авторы выделяют два “медленных” региона в Тихом океане с “захватом” части Южной Америки и Атлантического океана. “Быстрые” регионы располагаются на материках Северной Америки, северо-восточной части Азии, а так же Австралии, Новой Зеландии и Антарктиды. Разница времен прихода волны между “медленными” и “быстрыми” регионами ≈ 2 сек. Изучение трасс РКІКР-волн, распространяющихся под другими углами, показало, что основная неоднородность, которая дает задержку во времени, распределена не равномерно по радиусу внутреннего ядра, а сосредоточена вблизи ее границы. Специальное уточнение этого результата было сделано в более поздней работе (Song, Helmberger, 1993). Здесь использовались сейсмические трассы не только от землетрясений, но и от взрывов атомных зарядов. Авторы пришли к однозначному выводу относительно того, что анизотропия волновых свойств внутреннего ядра сосредоточена вблизи его границы с внешним ядром. (Заметим, что эту точку зрения, как будет показано ниже, разделяют далеко не все авторы). Внешнее ядро вклада в анизотропию не дает. В уже упоминавшейся нами работе (Morelli et al., 1986) приведен рисунок (рис. 9-19), на котором показано, как изменяется латеральная

анизотропия G-ядра в зависимости от угла “зрения”, т.е. от угла сейсмической трассы. Группа трасс, распространяющихся под углами 170-180° (на рис 8-а), оказывается наиболее чувствительной к цилиндрической анизотропии. Авторы (Morelli et al., 1986) инвертировали эти данные для ε и σ и затем использовали их для коррекции других данных, изображенных на рис. 8-б и 8-в. Картина полностью изменяется на обратную, - если такой коррекции не вводить. К.С. Creager (1992) приходит к заключению, что некоторый слой, толщиной примерно в 70 км, расположенный на глубине 100-300 км от границы внутреннего ядра вглубь, “отвечает” за анизотропию его волновых свойств (Creager, 1992). По его мнению, цилиндрическая асимметрия не является самым лучшим приближением теоретической модели и получаемых результатов наблюдений. Для лучшего совпадения, автор (Creager, 1992) перемещает ось анизотропии на 5° относительно оси вращения Земли и помещает ее в точку с координатами 85° S и 300° E. Анизотропия внутреннего ядра, несмотря на эти приемы, обладает неоднородным распределением по долготе. Однако, к примеру, в другой работе (Shearer et al., 1988), выполненной на несколько лет раньше, ее авторы заранее ограничивают себя рассмотрением только цилиндрической анизотропии и приходят к выводу, что она равномерно распределена по радиусу внутреннего ядра, что, как было выяснено рядом других авторов, не совсем верно.

Splitting-функция. В ряде работ (Tromp, 1993; Tromp, 1995; Woodhouse et al., 1986) и особенно в (Giardini et al., 1988), которой мы будем в основном придерживаться, развита техника синтеза спектра колебаний и оценки величины коэффициентов c_{st} , которые полностью характеризуют расщепление данного мультиплета ($s = 0, 2, 4 \dots 2l; -s \leq t \leq s$). Наглядное представление этих коэффициентов дается с помощью специальной функции расщепления (splitting-функции) $\eta(\theta, \varphi)$. Выясним физический смысл этой функции и входящего в нее коэффициента c_{st} ...

Вклад отдельного изолированного мультиплета в наблюдаемую сейсмограмму записывается как функция времени t :

$$u(t) = \text{Re}[\exp(i\omega t) \mathbf{r} \exp(i\mathbf{H}t) \mathbf{s}], \quad (30)$$

\mathbf{r} - функция (вектор) приемников, \mathbf{s} - функция (вектор) источника, ω - частота мультиплета. Вектора \mathbf{r} и \mathbf{s} выражаются формулами: $\mathbf{r}_m = R_k^m(\theta_r, \varphi_r)$, $\mathbf{s}_m = S_k^m(\theta_s, \varphi_s)$, где k - индекс мультиплетности (объединение l, m и n); $\theta_r, \varphi_r; \theta_s, \varphi_s$ - ко-широта и долгота приемника и источника. Вектор \mathbf{s} зависит от тензора момента землетрясения, \mathbf{r} - от ориентации сейсмографа.

Матрица расщепления H может быть записана:

$$H_{mm'} = \Omega \beta_m \delta_{mm'} + \omega_0 \sum_{s=0}^{2l} \sum_{t=-s}^s \gamma_{es} c_{st}. \quad (31)$$

Здесь первый член правой части уравнения характеризует вклад в расщепление сил Кориолиса: Ω - угловая скорость вращения Земли, а β_m - параметр Кориолиса расщепления мультиплета. Коэффициент c_{st} линейно зависит от внутренней неоднородности Земли; γ_{es} полностью определяется $Y_s^t(\theta, \varphi)$ - сферической гармоникой степени s и порядка t . Согласно (Giardini et al., 1988), коэффициент c_{st} может быть выражен в виде:

$$c_{st} = \delta_{s2} \delta_{t0} c^{ell} + \int \delta m_{st}(r) M_s(r) dr + \sum \delta h_{sc} H_s, \quad (32)$$

где $M_s(r)$, H_s - известные функции распределения интенсивности мультиплетов СКЗ вдоль по радиусу Земли (kernels), $\delta m_{st}(r)$ - гармонические коэффициенты неоднородности Земли. Под неоднородностью Земли в работах по анизотропии ядра понимается относительное возмущение скоростей P-волн, S-волн и плотности ρ :

$$\delta m_{st}(r) = (\delta v_{pst}/v_{po}, \delta v_{sst}/v_{so}, \delta \rho_{st}/\rho_0), \quad (33)$$

где подстрочный индекс “o” означает отнесение данного параметра к стандартной модели Земли. Первый член выражения для c_{st} показывает вклад в расщепление гидростатической эллиптичности Земли. Последний, - характеризует вклад в расщепление разрывов в параметрах модели Земли. Заметим, что они оба обладают осевой симметрией и не должны давать латеральной анизотропии в расщеплении.

Изучение анизотропии расщепления мультиплетов СКЗ и построение splitting-функции сводится, в конечном счете, к тому, чтобы, используя набор сейсмограмм и вычислив спектры, определить $\delta m_{st}(r)$. По известной $\delta m_{st}(r)$, зная параметры источника и приемника, определяются коэффициенты c_{st} . Например, предположим, что неоднородность приводит к возникновению максимального количества мультиплетов $s_{max} \leq 2l$. Тогда число коэффициентов $s_{max} = 1/2(s_{max} + 1)(s_{max} + 2)$. Например, для моды степени 2, для которой $s_{max} = 4$, имеется только 15 коэффициентов c_{st} , и они представляют все спектры этой моды.

Наглядное представление коэффициентов расщепления c_{st} дается функцией расщепления (splitting-функцией):

$$\eta(\theta, \varphi) = \sum_{s=0}^{2l} \sum_{t=-s}^s c_{st} Y_s^t(\theta, \varphi). \quad (34)$$

Отбор данных. При отборе мод СКЗ для анализа величины расщепления авторами работ использовались только те, частоты которых не перекрывались с другими модами, имеющими близкие частоты. Авторы реферируемых работ при отборе мод стремились также к тому, чтобы распределение максимумов интенсивности мод вдоль по радиусу Земли (kernels) максимально возможно перекрывало все глубины, захватывая мантию, внешнее и внутреннее ядро. Исследовались моды с периодами от 200 до 2000 с (Giardini et al., 1988). Оценивались добротность моды Q и коэффициенты расщепления, связанные с эллиптичностью (A) и вращением Земли (B), вычисленные по модели стандартной Земли (PREM). Коэффициенты A и B определяются следующим образом:

$$A = [\alpha \varepsilon_k + \alpha' \Omega^2 / \omega^2] / 2\pi; \quad B = \beta \Omega / 2\pi,$$

где α, β - параметры расщепления. Моды охватывают интервал от 0.5 до 5 мГц и демонстрируют преобладание расщепления: за счет вращения (B выше, чем A) на низких частотах и за счет эллиптичности ($A > B$) на высоких.

Анализ длиннопериодных СКЗ требует использования очень долговременных записей событий зарегистрированных инструментами с высокой чувствительностью. Весьма редкая сеть цифровых сейсмо станций начала постоянную запись сейсмической информации примерно в 1976 году. Сейсмические события большой интенсивности, достаточной для анализа расщепления мод, случаются в среднем не чаще одного события в год. Таким образом, исходного материала, пригодного для анализа, не очень много.

Для записей СКЗ в основном использовались: вертикальные акселерометры сети International Deployment of Accelerometers (IDA), которые позволяют обнаруживать СКЗ на частотах ниже 1 мГц для достаточно сильных землетрясений. Кроме этого, использовались данные сетей Global Digital Seismograph Network (GDSN) и Geoscope. Авторы предпочитают использование данных IDA. Как правило, для анализа использовались землетрясения, свободные от мощных близких повторных ударов, которые значительно усложняют картину СКЗ. В конечном счете, из исходного материала были отобраны 20 пар событий (трасс) “источник-приемник” (Giardini et al., 1988), которых хватило для анализа splitting-функций всех интересующих мод. Каждое сейсмическое событие, используемое при анализе, прослеживается в течение 6 дней, как до него, так и 6 дней после события. При этом “вычищаются” форшоки и афтершоки. Каждая трасса представляется в виде цуга колебаний общей длительностью 192 часа и затем с ней проводится Фурье анализ. Для того, чтобы избежать любые возможные искажения, для каждой моды колебаний строятся синтезированные сейсмограммы и

частные производные во временной области. К синтезированным функциям применяются те же фильтрация и Фурье анализ, что и для наблюдаемых сейсмограмм. Большое внимание в работе (Giardini et al., 1988) уделяется исследованию природы шумов (как естественных, так и вычислительных).

Результаты. Значение splitting-функции в географической точке с координатами (θ, φ) может быть записано как:

$$\eta(\theta, \varphi) = \mathbf{m} \mathbf{a}(\theta, \varphi), \quad (35)$$

где \mathbf{m} - вектор c_{st} коэффициентов, а вектор $\mathbf{a}(\theta, \varphi)$ содержит сферические гармоники для точки (θ, φ) . Аналогично тому, как это делалось при построении карты анизотропии скоростей, splitting-функция демонстрирует неоднородность строения Земли, просуммированную по ее глубине и домноженную на соответствующий kernels-коэффициент. Авторы работ по анизотропии расщепления мод СКЗ используют относительную (нормализованную) шкалу, в которой максимальное возмущение составляет $\pm 0.2\%$ для любой из мод. Оценка максимальных значений ошибок показывает, что они не превышают 40% от максимальных величин splitting-функции, их величины составляют доли мкГц. Следует заметить, что ошибка в 0.1 мкГц может дать фазовую разбалансировку в 10° после 10 часов накопления синтезированного сигнала. Учет ошибок позволяет более точно измерить центральную частоту и определить splitting-функцию.

Распределение splitting-функции по глубине (kernels) и земной поверхности достаточно точно отражает трехмерную структуру Земли. К настоящему времени построены картины таких распределений для широкого набора мультиплетов, каждый из которых имеет свое распределение интенсивности вдоль по глубине. На рис. 9-а, -б, -в, -г показаны несколько картин, каждая из которых дает вариации splitting-функции на глубинах мантии, внешнего и внутреннего ядра. Сама функция нормирована на 1% возмущения плотности (ρ) и скоростей P и S - волн. Слева от картин изображено распределение возмущения $d\rho/dr$, dv_p/dr и dv_s/dr по глубине. На рисунке выделены: свободная (дневная) граница Земли, 670-км разрыв в мантии, граница ядро-мантия и граница внешнего и внутреннего ядра.

В результате проведенных исследований было выяснено, что моды $4S_3$; $5S_4$; $5S_5$; $5S_6$, которые имеют периоды СКЗ от 488 до 332 с, обладают повышенной чувствительностью к неоднородности скорости P-волн. В свою очередь, моды $1S_5$; $1S_6$; $2S_4$; $3S_8$ - ведут себя точно так же, хотя их kernels захватывает большие глубины мантии. Авторы делают вывод, что в расщеплении мод решающую роль играет сама мантия, а не какая-либо из ее границ. Это подкрепляется анализом мультиплетов $0S_6$; $0S_7$; $1S_7$; $1S_8$, периоды СКЗ которых составляют от 963 до 555 сек. Здесь, для их глубин преобладает высокая чувствительность к неоднородности в скорости S-волн по всей глубине мантии и неоднородности в распределении v_p и ρ на границе внешнего ядра. Сравнивая картины пространственного распределения splitting-функций, построенные по данным расщепления этих мультиплетов, явно заметна их схожесть (см. рис. 9-а и 9-б). Количественно это выражается в коэффициентах корреляции между модами $0S_6$; $1S_7$; $1S_8$ близкими к 0.9 и выше. Это еще раз убеждает в том, что “работает” вся мантия.

Совершенно другая картина наблюдается для мультиплетов, глубины которых приходится на внешнее ядро. Анализ спектров мод $6S_3$; $11S_4$; $13S_2$; $13S_3$, которые являются модами РКІКР-типа со слабой чувствительностью в мантии и продолжающимися во внешнее ядро, показывает, что распределение splitting-функций этих мультиплетов заметно отличается от аналогичных изображений, характерных для мантии; периоды их СКЗ варьируют от 354 до 192 сек. Рисунок 9-20-в в явном виде демонстрирует, что во внешнем ядре можно выделить 6 “светлых” и 6 “темных” областей, симметрично расположенных друг относительно друга. Строгий порядок светлых и темных пятен, показывающий распределение плотности по объему внешнего ядра, может говорить о

возникновении здесь 12-ячеистой конвективной структуры, типа тессеральной гармоники T^3_4 .

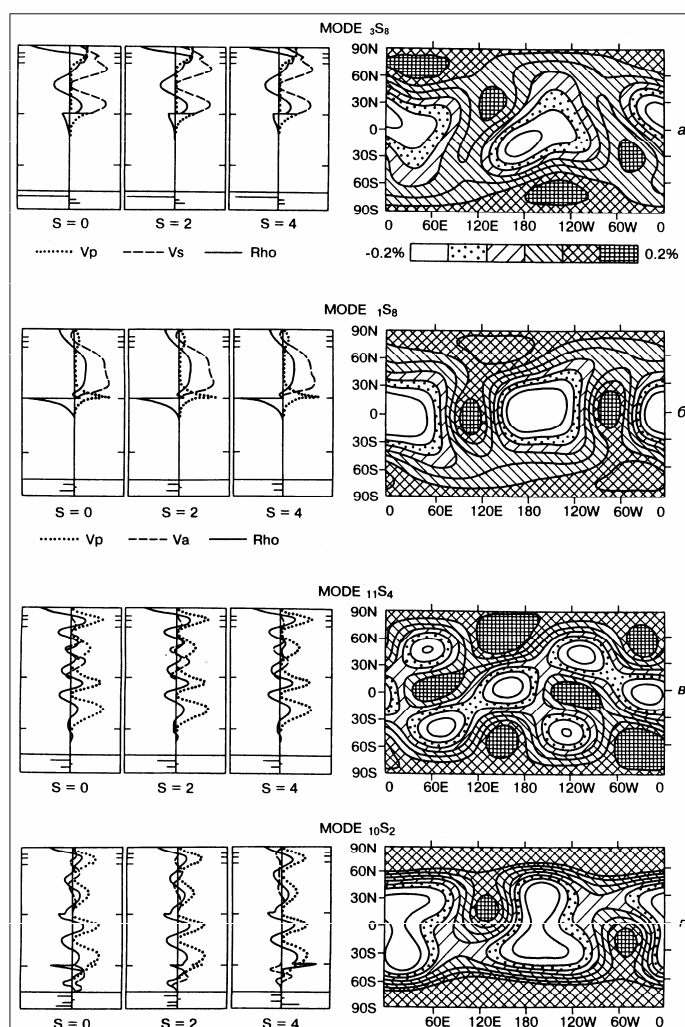


Рис. 9. Splitting-функции для различных мод собственных колебаний Земли - справа. Интенсивность функции меняется от -0.2% (белый цвет) до $+0.2\%$ (черный). Распределение интенсивности собственных колебаний по глубине (радиусу Земли) для трех различных S (0, 2, 4) (kernels) - слева. Kernels-функция представлена в виде изменения по глубине скоростей P и S волн и плотности (Rho). *a* и *b*: splitting- и kernels-функции мантии; *в* - внешнего ядра; *г* - внутреннего ядра (Giardini et al., 1988).

Splitting-функция и kernels моды $10S_2$ показаны на рис. 9-г. Эта мода занимает особое положение в истории изучения структуры внутреннего ядра (Masters and Gilbert, 1981). Величина расщепления и характер распределения интенсивности моды по глубине для нее в большей степени, чем для других мультиплетов, зависит от того, какая используется модель Земли. (Мы уже упоминали об этой особенности ядерного колебания). Действительно, реально наблюдаемая центральная частота и добротность этой моды много больше, чем величины, полученные теоретически, например, наблюдаемая величина $Q = 800$, тогда как расчетное значение величины $Q = 192$. Имеется, по крайней мере, два различных объяснения обнаруженного несоответствия. Одного из них мы уже ранее касались, - хорошее совпадение эксперимента с теорией наблюдается в том случае, если допустить плотность вещества внутреннего ядра примерно в 1.5 раза выше, чем сейчас принято (как это следует из соответствующей модели "В" Земли Буллена). Либо,

как это предлагается в (Giardini et al., 1988), в модели Земли несколько увеличить скорость Р-волн во внутреннем ядре. Оказывается, что увеличение скорости Р-волн всего на 2 % приводит к тому, что теоретическая добротность согласуется со спектральными наблюдениями. Какое из этих решений адекватно реальной ситуации, - пока не совсем ясно. Ясно одно, что распределение скорости Р-волн и плотности внутреннего ядра заметно отличается от структуры внешнего и больше напоминает строение мантии (рис. 9-б и 9-г).

Одним из способов проверки, насколько метод построения splitting-функции верно характеризует пространственную картину распределения неоднородности в строении Земли, служит сравнение результатов, полученных здесь с аналогичной картиной, полученной при анализе топографии инверсий данных по времени распространения Р-волн. Для построения splitting-функции, так как свойства расщепления нормальных мод зависят от неоднородности в ρ , v_p и v_s в их сочетании, необходимо предположить закон пропорциональности между их асферическими возмущениями:

$$\begin{aligned} \delta v_s/v_{s0} &= \alpha_{sp} \delta v_p/v_{p0} \\ \delta \rho/\rho_0 &= \alpha_{pp} \delta v_p/v_{p0}. \end{aligned} \quad (36)$$

Величины коэффициентов пропорциональности, по данным лабораторных экспериментов (Giardini et al., 1988): $\alpha_{sp} = 1.25$, $\alpha_{pp} = 0.5$. В результате численного моделирования расщепления для нескольких мод достигается большее соответствие модельных и экспериментальных результатов, если эти коэффициенты примерно удваиваются. Надо заметить, что результатом исследований влияния асферических возмущений со стороны плотности и скоростей сейсмических волн было выяснено, что в целом изменение скорости S-волн “имеет преимущество” над возмущениями в ρ и v_p . Однако, это не выполняется для некоторых конкретных мод. Есть моды СКЗ, наиболее чувствительные к возмущениям плотности, другие, - к возмущениям Р-волн и т.п. Подбор соответствующих параметров позволяет получить для некоторых мод очень хорошее подобие splitting-функций измеренных и синтезированных. Коэффициенты корреляции приближаются к 0.9.

Обсуждение проблемы. J. Tromp (1993; 1995) считает, что особое значение в проблеме придается данным, полученным после двух очень сильных землетрясений 1994 года: в Боливии - 9 июня и на Курилах - 4 октября. Высококачественные данные по скоростям РККР-волн и splitting-функциям, полученным после этих землетрясений, послужили основой уточнения и подкрепления всего предшествующего материала. Аномальное расщепление мод СКЗ, чувствительных к структуре внутреннего ядра, подтверждено данными по скоростям прохождения РККР-волн и объяснено в рамках т.н. цилиндрической анизотропии внутреннего ядра. Объяснения обнаруженного явления базируются на представлении о химическом и минералогическом составе вещества внутреннего ядра. Согласно общепринятым представлениям, оно состоит из гексагонально плотно упакованного железа. Это железо, находясь при рТ-условиях внутреннего ядра, якобы может проявлять свойства цилиндрической анизотропии, аналогичные тем, которые выявлены сейсмическими наблюдениями. Абсолютно ясно, что такие свойства железо может проявлять, если оно находится в виде монокристалла, или в состоянии, подобном ему. Ряд авторов полагают, что анизотропия свойств вещества внутреннего ядра обязана возникновению в нем конвекции. При этом вещество ядра должно двигаться в его центре вдоль оси вращения, “вытекая” из одного полюса и, затем, двигаться таким образом, чтобы “втечь” в другой. Авторы полагают, что вещество (монокристаллическое железо) должно находиться в ядре в частично расплавленном (?) состоянии. S. Karato (1993) предположил, что свойства цилиндрической анизотропии железо может приобрести, если на него окажет воздействие магнитное поле Земли. Естественно, автор этой работы предполагал, что такое воздействие возможно, если железо во внутреннем ядре обладает магнитной (парамагнитной) восприимчивостью.

Наконец, рассматривалась и третья возможность объяснения. Суть ее состоит в преимущественной ориентации железных минералов из-за вращения и самогравитации во время кристаллизации и роста внутреннего ядра. Tromp полагает, что “пока не является совсем невероятным то, что внутреннее ядро представляет собой один единственный большой кристалл”.

Обратим внимание на то, что большинство попыток объяснения обнаруженного явления ориентированы исключительно на объяснение явления цилиндрической анизотропии. Авторы практически всех работ как будто “не замечают” латеральной анизотропии и, тем более, ее похожести у внутреннего ядра и у мантии. Отчасти, это утверждение не относится к работе, в которой Morelli и Dziewonski (1987) обсуждают проблему отсутствия латеральной неоднородности у внешнего ядра, естественно, на фоне отмеченной асферической структуры Земли во всем диапазоне глубин от центра до поверхности. Авторы (Morelli, Dziewonski; 1987) отмечают особую, (“драматическую”, по их утверждению) роль границ ядро-мантия, внешнее - внутреннее ядро, как своеобразных разрывов в анизотропии. Значительно большее внимание авторы уделяют особенностям распространения волн на первой границе. По их мнению, именно на границе ядро-мантия наблюдается крупномасштабная латеральная неоднородность, и ее нет в самом внешнем ядре. Полученный результат подтверждает ранние предположения об отсутствии во внешнем ядре крупномасштабных неоднородностей плотности. Creager (1992) подчеркивает, что анизотропия свойств внутреннего ядра сосредоточена на его границе, более того, анизотропия, кроме свойств цилиндрической симметрии, имеет явную долготную, т.е. латеральную, неоднородность. Выводы Creager (1992) основаны на т.н. ручном отборе данных (hand-picked), который дает лучшее (чем машинный отбор) их качество. Его результаты были подтверждены в работах (Song, Helmberger, 1993; McSweeney, Creager, 1993; Vinnik et al., 1994). В более поздних работах, авторы (Shearer, 1994; Su, Dziewonski, 1996) несколько изменили представление об уровне анизотропии внутреннего ядра. Su и Dziewonski (1994) использовали данные по travel-time 313422 трасс РККР-волн, зарегистрированных 2335 сейсмостанциями от 26377 землетрясений. Здесь впервые представлено трехмерное изображение анизотропии внутреннего ядра, из которого следует, что она составляет несколько процентов и сосредоточена в слое 200-300 км на границе ядра. Латеральное распределение анизотропии, полученное в (Su, Dziewonski, 1994), в значительной степени совпадает с данными, приведенными в (Creager, 1992). В обоих случаях анизотропия наблюдается в области долгот, противоположных положению Тихого океана (аналогично рис. 3-18-г, где это можно наблюдать в распределении splitting-функции).

В последние годы наметилась тенденция по некоторому уточнению выявленных ранее особенностей анизотропии внутреннего ядра в области исследований его по расщеплению собственных колебаний. Так, например, авторы (Widmer et al., 1992) пришли к заключению, что наблюдаемое расщепление может быть локализовано во внешнем (а не во внутреннем, как было принято считать) ядре. Однако, чуть позже эти сомнения были отвергнуты, и в работе Gilbert (1994) показано, что гидродинамические течения, существующие во внешнем ядре, не могут быть причиной наблюдаемого расщепления.

В ряде работ (Bhattacharyya et al., 1993; Widmer et al., 1991) и др., обсуждалась очень интересная проблема величины добротности колебаний Q для P - и S -волн. В (Bhattacharyya et al., 1993) была оценена величина Q для P -волн верхних 320 км внутреннего ядра, как $Q = 360$. Добротность на S -волнах при этом оказывается порядка 50. Авторы (Widmer et al., 1991) оценивают эту величину как 110 ± 25 . Еще ряд авторов оценивают величину добротности внутреннего ядра на P -волнах около 940, при этом добротность на S -волнах всегда значительно ниже. Обсуждаются различные причины таких расхождений, однако, общего мнения по этому поводу пока не находится.

В работе (Kaneshima et al., 1994) авторы отмечают латеральную неоднородность внутреннего ядра вблизи ее границы в интервале 300 км и высокую гомогенность внешнего ядра. Сравнение проводилось по изучению разностей travel-time трасс BC и DF ($BC = 148^\circ$, $DF = 152^\circ$), а также по сравнению амплитуд A_{BC}/A_{DF} . Большинство авторов работ по анизотропии внутреннего ядра показывают на то, что это свойство присуще сравнительно тонкому слою вблизи его границы. Напомним, что результаты исследований пространственного распределения splitting-функций показывают главную роль не границ, а самих объемов мантии и ядра. Этот вопрос специально никем не исследовался и остался пока окончательно не выясненным.

Заключая обсуждение проблемы анизотропии, нельзя не отметить высокий вычислительный уровень серии реферируемых работ. Обратим внимание на то, что обнаружен эффект порядка одного и менее процента. Обсуждается различие свойств Земли во внутреннем ядре с точностью в доли процента (!). Выявлено, что различия, ответственные за анизотропию свойств внутреннего ядра, приурочены к его границе. Оценена толщина этого слоя. Аналогично этому показано, что анизотропия свойств мантии так же проявляется на границе ядро-мантия. Выполнена объемная работа по синтезу сейсмограмм, их спектральному анализу, коррекции скоростных и плотностных моделей Земли, корреляции синтезированных сигналов s , - получаемыми в результате наблюдений, которые, в свою очередь, прошли непростой путь чистки, фильтрации и т.п. В целом можно считать, что в физике Земли выполнена серия хороших работ, которые стремятся сделать эту науку точной из созерцательно-описательной, в состоянии которой она еще пребывает.