

УДК 550.834

В. Г. Быков, В. Н. Николаевский

ПОГЛОЩЕНИЕ СЕЙСМИЧЕСКИХ ВОЛН И ВЯЗКОСТЬ АСТЕНОСФЕРЫ

Получена система уравнений движения с учетом упруговязкодеформируемости матрицы. Проведены расчеты коэффициентов поглощения низкочастотных сейсмических волн в двухфазной астеносфере с частичным расплавом и аморфной прослойкой в контак-

Введение. Для глобальной геодинамики весьма важен вопрос о существовании астеносферы в различных регионах земного шара, а также о возможности определения эффективной вязкости астеносферы сейсмологическими методами. Качественным показателем наличия астеносферного слоя давно служат снижение скоростей и повышенное поглощение сейсмических волн. Так, установлено, что поглощение сейсмических волн от землетрясений и ядерных взрывов в верхней мантии зависит от региональной геологической структуры: наиболее слабое поглощение зарегистрировано под континентальными щитами и древними океанами, а наиболее интенсивное — под тектонически активными зонами, островными дугами и молодыми океанами [19]. Поглощению сейсмических волн в горных породах при высоких давлениях и температурах посвящено много работ, в которых учитывали атомную диффузию, перемещение дислокаций, диффузию по границам зерен, межкристаллическую термоупругую релаксацию, неупругость отдельных минеральных зерен [20], неупругость матрицы, содержащей жидкие включения различной формы [4, 29], тонкоструйный механизм [23, 26], фазовые переходы [24]. Согласно работе [5], поглощение в зонах низкой добротности может быть связано с аморфизацией вещества, частичным плавлением и сильным загрязнением. Хотя в явном виде эти физические механизмы в расчеты сейсмических полей не вводились, из экспериментов по исследованию низкочастотных упругих волн в частичных расплавах металлов известно [28], что основной вклад в поглощение вносит именно движение расплава. Поглощение, обусловленное этим механизмом, на 2—3 порядка больше, чем поглощение за счет теплопроводности и химических реакций. В настоящей работе предлагается использовать математическую модель, которая вклю-

чает два из указанных механизмов: поглощение, обусловленное наличием подвижного расплава в образовавшихся порах, и поглощение, связанное с возникновением аморфной прослойки между зернами. Цель приведенных в работе расчетов состояла в выявлении принципиальной возможности определения эффективной геодинамической вязкости астеносферы по значениям коэффициентов поглощения вступлений сейсмических волн. Известно, что до сих пор единственным методом определения вязкости верхней мантии служат расчеты и сравнение с натурными данными послеледникового поднятия Фенноскандии и Канадского щита [17].

Физико-математическая модель. Будем исходить из представлений, что в астеносфере происходит частичное плавление мантийного геоматериала. Как показывают эксперименты [6], расплав появляется в виде капель в местах контактов зерен. По мере его накопления в среде образуется сплошная сеть каналов, необходимая для создания внутренней проницаемости (рис. 1). Если пористость m , совпадающая с процентным содержанием расплава, составляет всего 0,1—0,5 %, то проницаемость k будет равна нулю. При $m = 0,8—3,0$ % имеем $k = d^2(m - m_0)^3 / [20(1 - m + m_0)^2]$, где d — диаметр зерна и $m_0 = 0,008$. При объеме расплава более 3 % появляются сферические связанные поры и проницаемость уже оценивается как $k = m^2 d^2 / 1600$ [18]. Кроме образования пор, заполненных расплавом, между зернами возникает аморфная прослойка, которая облегчает движение зерен относительно друг друга. Принято считать [27], что количество расплава в астеносфере не превышает 5—7 %.

Экспериментальные исследования показали [3], что для полного закрытия возникших пор необходимо приложить давление до 200 кбар,

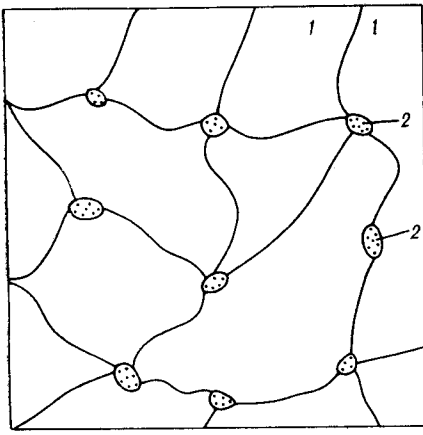


Рис. 1. Структурная модель астеносферы.
1 — зерно оливины; 2 — магматический расплав.

которое соответствует глубине свыше 700 км. Поэтому астеносферу можно моделировать сплошной средой, состоящей из жестких тугоплавких зерен с упруговязкими контактами и расплава, заполняющего поры.

Соответственно, для математического описания продольных сейсмических волн в двухфазной астеносфере воспользуемся теорией насыщенных пористых сред [12], дополнив ее эффектом вязкого деформирования матрицы, с учетом объемной и сдвиговой линейной вязкости расплава [8].

Уравнения неразрывности и баланса импульса для твердой и жидкой фаз тогда имеют вид [12]

$$\frac{\partial}{\partial t} (1-m)\rho_S + \frac{\partial}{\partial x_i} (1-m)\rho_S u_i = 0; \quad (1)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} m\rho_l + \frac{\partial}{\partial x_i} m\rho_l v_i = 0; \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (1-m)\rho_S u_i &= \frac{\partial}{\partial x_j} \sigma_{ij}^{(f)} - \frac{\partial}{\partial x_i} (1-m)P + \\ &+ \frac{\mu m^2}{k} (v_i - u_i); \end{aligned} \quad (3)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} m\rho_l v_i = -\frac{\partial}{\partial x_i} mP - \frac{\mu m^2}{k} (v_i - u_i). \quad (4)$$

Здесь ρ_S, ρ_l — плотность твердой и жидкой фаз; u_i, v_i — скорость смещения частиц матрицы и жидкости; m, k — пористость и проницаемость матрицы; μ — динамическая вязкость жидкости; P — давление в жидкости; $\sigma_{ij}^{(f)}$ — эффективные напряжения в пористой среде, вызывающие взаимные смещения частиц. Полная деформация среды e_{ij} состоит из двух частей — упругой (обратимой) $e_{ij}^{(l)}$ и вязкой (необратимой) $e_{ij}^{(p)}$. Закон деформирования изотропного геоматериала астеносферы имеет вид:

$$\begin{aligned} \sigma_{ij}^{(f)} &= \sigma_{ij}^{(le)} + \sigma_{ij}^{(fp)} = \left\{ \left(K - \frac{2}{3} G \right) e \delta_{ij} + 2G e_{ij} + \right. \\ &+ \beta_S K P \delta_{ij} \left. \right\} + \left\{ \eta \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \right) + \zeta \frac{\partial u_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right\}, \end{aligned} \quad (5)$$

$$\frac{\partial e_{ij}}{\partial t} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right),$$

где β_S — сжимаемость материала зерен; K, G — модули всестороннего сжатия и сдвига матрицы; η, ζ — сдвиговая и объемная вязкости матрицы; $\epsilon = \beta_S \cdot K$ — жесткость матрицы. Подставляя (5) в (3) — (4), получим уравнения в терминах смещений частиц твердой u и жидкости v фаз:

$$\begin{aligned} (1-m)\rho_S \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= \left(K + \frac{4}{3} G \right) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - (1-m-\epsilon) \frac{\partial P}{\partial x} + \\ &+ \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) \frac{\partial^3 u}{\partial x^2 \partial t} + \frac{\mu m^2}{k} \frac{\partial}{\partial t} (v-u); \end{aligned} \quad (6)$$

$$m\rho_l \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} = -m \frac{\partial P}{\partial x} - \frac{\mu m^2}{k} \frac{\partial}{\partial t} (v-u). \quad (7)$$

После преобразований и суммирования системы уравнений примет вид:

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + m\rho_l \frac{\partial^2}{\partial t^2} (v-u) &= \left(K + \frac{4}{3} G \right) \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} - \\ &- (1-\epsilon) \frac{\partial P}{\partial x} + \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) \frac{\partial^3 u}{\partial x^2 \partial t}; \end{aligned} \quad (8)$$

$$\begin{aligned} m\rho_l \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} + m\rho_l \frac{\partial^2}{\partial t^2} (v-u) &= -m \frac{\partial P}{\partial x} - \\ &- \frac{\mu m^2}{k} \frac{\partial}{\partial t} (v-u), \end{aligned} \quad (9)$$

где $\rho = (1-m)\rho_S + m\rho_l$ — плотность насыщенной пористой среды. Дифференцируя (8) — (9) по x , вводя обозначения $e = \text{div } \vec{u}$, $\xi = m \text{ div}(\vec{u} - \vec{v})$ и полагая

$$a_1 = K + \frac{4}{3} G + (1-\epsilon)^2 \cdot (\beta - \beta_S \epsilon)^{-1},$$

$$a_2 = (1 - \varepsilon) \cdot (\beta - \beta_S \varepsilon)^{-1}, \quad a_3 = (\beta - \beta_S \varepsilon)^{-1},$$

$$\beta = (1 - m) \beta_S + m \beta_l,$$

окончательно запишем

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} (a_1 e - a_2 \xi) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} (\rho e - \rho_l \xi) - \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) \frac{\partial^3 e}{\partial x^2 \partial t}; \quad (10)$$

$$\frac{\partial^2}{\partial x^2} (a_2 e - a_3 \xi) = \frac{\partial^2}{\partial t^2} \left(\rho_l e - \frac{\rho_l}{m} \xi \right) - \frac{\mu}{k} \frac{\partial \xi}{\partial t}. \quad (11)$$

Система дифференциальных уравнений (10)–(11) описывает движение пористой насыщенной среды с учетом упруговязкой деформации матрицы и взаимодействия жидкости с матрицей. Она включает как вязкость матрицы, так и вязкость жидкости. В предположении о гармоническом возбуждении: $e, \xi \sim \exp[i(\omega t - ex)]$, из системы (10)–(11) получим выражение для коэффициента поглощения $\alpha_p(\omega)$:

$$\alpha_{p_1}(\omega) = -\omega \operatorname{Im} \{ [-r + (r^2 - 4pq)^{1/2}]/2p \}^{1/2}, \quad (12)$$

$$r = a_1 \rho_S / m - a_3 \rho - 2a_2 \rho_l + \mu \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) / k -$$

$$- i \left[a_{11} \mu / k \omega - \rho_l \omega \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right) / m \right],$$

$$p = a_1 a_2 + a_2^2 + i a_3 \omega \left(\zeta + \frac{4}{3} \eta \right),$$

$$q = \rho_l^2 - \rho \rho_l / m + i \rho \mu / k \omega.$$

Для учета вязкого поглощения, определяемого средним градиентом во внутривязкой жидкости, воспользуемся линейной теорией вязкоупругости [8]. В этом случае коэффициент поглощения будет иметь вид:

$$\alpha_{p_2}(\omega) = \omega \{ \rho [(Q^2 + R^2)^{1/2} - Q] / 2 (Q^2 + R^2) \}^{1/2}; \quad (13)$$

$$Q = \operatorname{Re} \left(\kappa + \frac{4}{3} \nu \right), \quad R = \operatorname{Im} \left(\kappa + \frac{4}{3} \nu \right),$$

где $\kappa(\omega)$, $\nu(\omega)$ — объемный и сдвиговый коэффициенты вязкоупругости среды. В случае малого объема включений ($m \ll 1$) в [2] было предложено использовать для κ и ν следующие выражения

$$\kappa = H(K_l - K_s + i\omega \xi) m / L + K_s;$$

$$\nu = G [1 + 15Hm(i\omega \gamma - G) / (GC + i\omega \gamma D)]; \quad (14)$$

$$H = K_S + \frac{4}{3} G; \quad E = K_l + \frac{4}{3} G; \quad C = 9K_S + 8G;$$

$$D = 6(K_S + 2G).$$

Здесь K_s, K_l — модули всестороннего сжатия твердой и жидкой фазы; G — модуль сдвига; m — пористость; ξ, γ — объемная и сдвиговая вязкости жидкости. Подставляя (14) в (13),

найдем явные выражения для Q и R

$$Q = 20HGm(D\Gamma_2^2 - C) / (C^2 + D^2\Gamma_2^2) - MH;$$

$$R = 20HG\Gamma_2 m(C + D) / (C^2 + D^2\Gamma_2^2) + HG\Gamma_1 m / L; \quad (15)$$

$$M = m(K_s - K_l) / L - 1; \quad \Gamma_1 = \omega \xi / G; \quad \Gamma_2 = \omega \gamma / G.$$

Используя (13) и (15), можно вычислить поглощение продольной волны за счет циркуляционных течений внутри расплава, заполняющего поры.

3. Исследование модели. Вычисления по формулам (12), (13) и (15) проводились в диапазоне частот от 1 до 10 Гц при варьировании характерных значений физических параметров [24, 22]. Так, для матрицы, состоящей из тугоплавких зерен оливина: $\rho_s = 3,34$ г/см³; $K_s = 10^{12}$ дин/см²; $G = 0,3 \times 10^{12}$ дин/см²; $\beta_s = 10^{-12}$ см²/дин; $\alpha = 0,05 - 1,0$ см, и для расплава; $\rho_l = 2,7$ г/см³; $K_l = 10^{11}$ дин/см²; $\beta_l = 10^{-11}$ см²/дин; $\mu = 10^2 - 10^4$ П.

Анализ был проведен прежде всего для выяснения роли каждого из указанных механизмов поглощения. Начнем с эффекта относительного течения расплава. Суммируя поглощение, обусловленное вязкоинерционным α_{p_1} при $\eta, \xi = 0$ и циркуляционным α_{p_2} механизмами, получим полное поглощение, вызываемое механическим движением расплава: $\alpha_m = \alpha_{p_1} + \alpha_{p_2}$.

На рис. 2, а представлена зависимость коэффициента поглощения продольных сейсмических волн (частотой 10 Гц) от плотности расплава и предполагаемого диаметра зерен пористой структуры. Из рисунка видно, что увеличение плотности приводит к уменьшению поглощения и, наоборот, с ростом размера зерен поглощение повышается. Однако, полученные численные значения коэффициентов $\alpha_p(\rho_l)$, $\alpha_p(d)$ даже по порядку величины не согласуются с данными [10, 14] в низкочастотных натуральных измерений в астеносфере: $\alpha_p = 10^{-10} - 10^{-8}$ см⁻¹.

Модули упругости варьировались в широком диапазоне (см. рис. 2, б), соответствующем значениям скорости сейсмических волн в астеносфере вплоть до $v_p \leq 8,53$ км/с. Из рисунка следует, что поглощение мало чувствительно к изменениям модуля всестороннего сжатия расплава, хотя большому значению K_l соответствует меньшее значение α_p . Уменьшение упругих модулей матрицы K_s и G может заметно повлиять на поглощение. Зависимости $\alpha_p(K_s)$, $\alpha_p(K_l)$, $\alpha_p(G)$ несколько различны: наибольший спад происходит в интервале $(0,3 - 2,0) \cdot 10^{11}$ дин/см², а дальнейшее повышение модулей уже мало меняет результаты. Коэффициенты поглощения связаны с модуля-

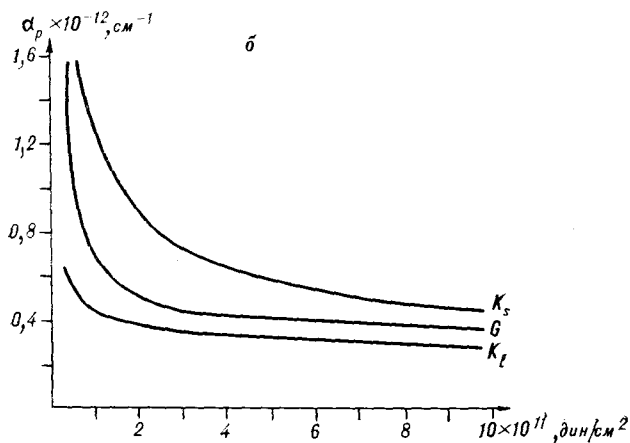
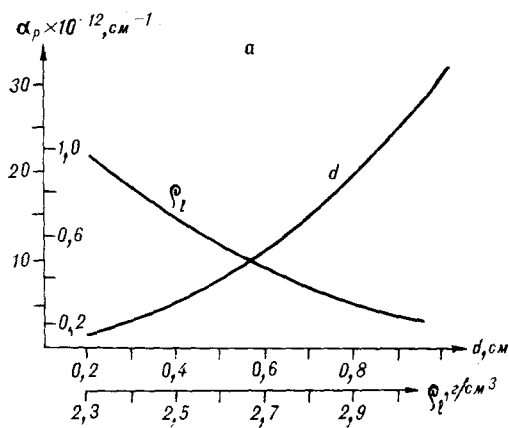


Рис. 2. Зависимость поглощения продольной сейсмической волны от размера зерен, плотности расплава (а) и модулей упругости (б) при $\mu = 10^2$ П.

ми упругости матрицы корреляционной зависимостью, близкой к гиперболической.

Рис. 3 отражает зависимость поглощения от пористости зернистой структуры, т. е. в данном случае от процентного содержания расплава. Рисунок показывает, что при увеличении пористости поведение зависимости циркуляционного (кривая 1) и вязкоинерционного (кривая 2) поглощений различны: фиксируется плавное изменение кривой 1 и быстрый рост кривой 2. При наличии 3,5% расплава значения коэффициентов поглощения обоих механизмов равны, далее преобладает поглощение, обусловленное движением расплава относительно кристаллических зерен. Расчеты показывают, что при небольшом количестве расплава ($\mu = 10^2$ П) поглощение очень мало. Сравнимые с измеренными коэффициенты поглощения $\alpha_p = (1,2 - 2,4) \cdot 10^{-10}$ см⁻¹ при насыщении пор сильновязким расплавом ($\mu = 10^2$ П) получаются только при $m = 0,20 - 0,30$ и выше.

Рис. 4 показывает, каким образом вязкость расплава связана с поглощением, обусловлен-

ным вязкоинерционным и циркуляционным эффектами в диапазоне реальных значений вязкости магматических расплавов $10^{-1} - 10^8$ П. Кривая 1, определяющая поглощение при высокой проницаемости ($m = 0,1; d = 1,0$ см), претерпевает довольно плавные изменения с минимумом в интервале $\mu = 10^2 - 10^3$ П. Подчеркнем, что увеличение вязкости от 10^{-1} до 10 П дает понижение коэффициентов поглощения от $6 \cdot 10^{-9}$ до $6 \cdot 10^{-11}$ см⁻¹, т. е. вводит в экспериментально определяемую область значений. Дальнейшее повышение вязкости (до 10^5 П) вновь не дает удовлетворительного согласия с данными натурных измерений. Из рисунка также следует, что до $\mu = 10$ П преобладающим является вязкоинерционный механизм. Затем оба механизма конкурируют вплоть до $\mu = 10^3$ П, а при $\mu > 10^3$ П поглощение вызвано циркуляционными течениями внутри самого расплава.

Для слабопроницаемых частично расплавленных кристаллических пород ($m = 0,01; d = 0,1$ см) — кривая 2, циркуляционный механизм играет преобладающую роль, начиная с $\mu = 10$ П. Но для такой среды рассчитанные коэффициенты поглощения совпадают с измеренными только при $\mu > 10^{5,5}$ П. Поглощение для этих расплавов в высоко- и слабопроницаемых средах мало различается, что указывает на преобладающую роль циркуляции. Таким образом, вязкоинерционный эффект дает реальное затухание при частоте колебаний $f \geq 10$ Гц и вязкости расплава $\mu \leq 10$ П.

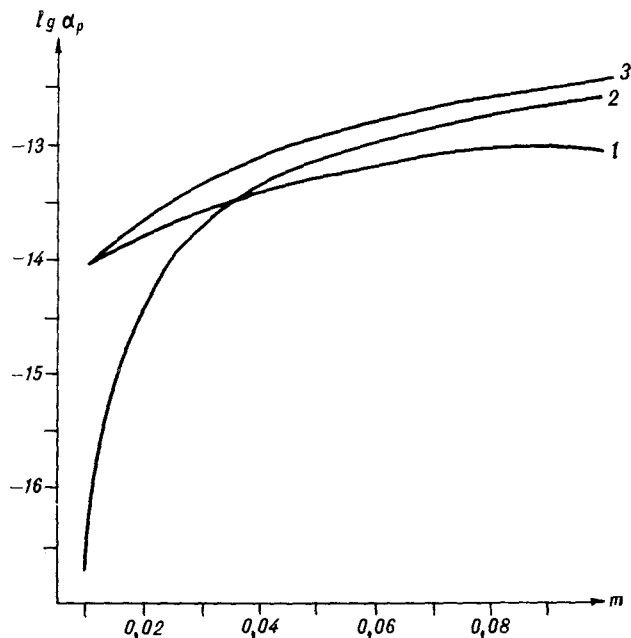


Рис. 3. Зависимость поглощения от процентного содержания расплава. 1 — циркуляционный механизм; 2 — вязкоинерционный механизм; 3 — суммарное поглощение.

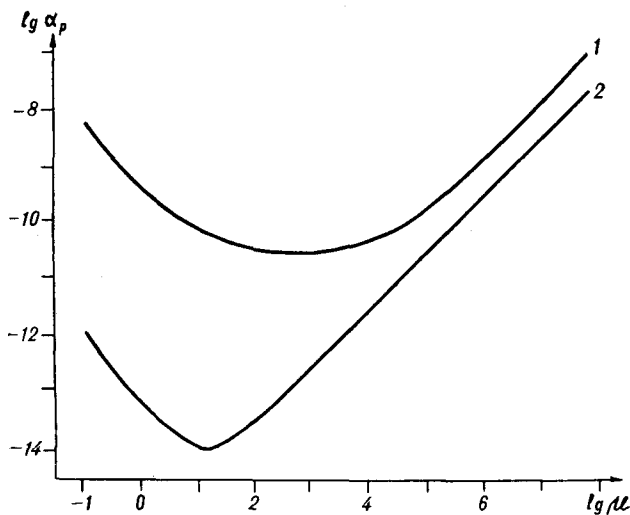


Рис. 4. Зависимость поглощения от вязкости расплава на частоте 10 Гц при различных значениях пористости и размера зерен.

1 — $m = 0,10$, $d = 1,0$ см; 2 — $m = 0,01$, $d = 0,1$ см.

В случае $\mu = 10^5 - 10^8$ П и $f \sim 1 - 10$ Гц основной вклад (сравнимый с измерениями) в поглощение вносит циркуляционный механизм.

Итак, расчеты по модели двухфазной астеносферы (без учета упруговязкодеформируемости матрицы) показали, что изменения в разумных пределах плотности расплава, диаметра зерен, модулей упругости не могут повлиять на реальное значение коэффициента поглощения $\alpha_p = 10^{-10} - 10^{-8}$ см $^{-1}$, но поглощение хорошо реагирует на объем расплава, его вязкость и в определенном интервале достигает реальных значений.

Обратимся теперь к роли вязкости межзерновой пленки. Потери в астеносфере, вызываемые движением зерен относительно друг друга при появлении в контактах аморфной прослойки, можно вычислить непосредственно по формуле (12), полагая $\mu = 0$. Для выбора значений сдвиговой η и объемной ζ вязкости астеносферы воспользуемся оценками А. В. Каракина и Л. И. Лобковского [6]:

$$\eta = \delta/\lambda; \quad \zeta_1 = 0,07\delta/\lambda^3; \quad \zeta_2 = 0,21\delta/\lambda^3; \quad \lambda = h/d,$$

где δ — истинная вязкость межзернового аморфного вещества; η , ζ_1 , ζ_2 — сдвиговая и объемная вязкость при сжатии и растяжении; h — толщина аморфной пленки; d — размер зерна. Параметр δ очень трудно определить по независимым данным, поэтому воспользуемся приближенным приемом В. А. Магницкого [10], согласно которому $\delta = E \cdot \tau \cdot \lambda$, где E — модуль сдвига материала зерен ($\sim 10^{12}$ дин/см 2), τ — время релаксации. По косвенным оценкам В. А. Магницкого $\tau \sim 10^3 - 10^4$ с, а Р. Мейсснер и У. Веттер [25] считают, что для частоты выше 0,1 Гц (т. е.

сейсмических волн от ядерных взрывов и слабых землетрясений) τ составляет $10^1 - 10^2$ с. Исходя из этих оценок τ , при $\lambda = h/d = 10^{-4} - 10^{-2}$ для вязкости вещества межзерновой прослойки получаем порядок от 10^9 до 10^{14} П. Сдвиговая и объемная вязкости астеносферы при этом принимают значения: $\eta = 10^{14} - 10^{18}$ П, $\zeta = 10^{20} - 10^{23}$ П, что и дает возможность одновременно интерпретировать их как тектонические (геодинамические) вязкости.

Из-за большой неопределенности значений вязкости астеносферы будем проводить расчеты в широком диапазоне η , $\zeta \sim 10^{17} - 10^{22}$ П. Полученные численные значения коэффициентов поглощения сейсмических волн $\alpha_p = (0,1 - 140,0) \cdot 10^{-10}$ см $^{-1}$ удовлетворительно согласуются с данными натуральных измерений в астеносфере на низких частотах.

Зависимость поглощения от вязкости матрицы при различных размерах зерен на частоте 2 и 5 Гц представлена на рис. 5. Поведение расчетных кривых $\alpha_p(\eta, \zeta)$ количественно дает наблюдаемые данные для астеносферы и качественно соответствует экспериментальным данным для широкого класса жидкостей и твердых тел [13]. При фиксированных значениях η и ζ изменение размера зерен от 0,05 до 1,0 см и вязкости расплава, заполняющего поры, от 10 до 10^{-5} П практически не влияет на значение коэффициентов поглощения продольных сейсмических волн. При вязкости матрицы $\sim 10^{19}$ П, вязкости расплава 10^2 П,

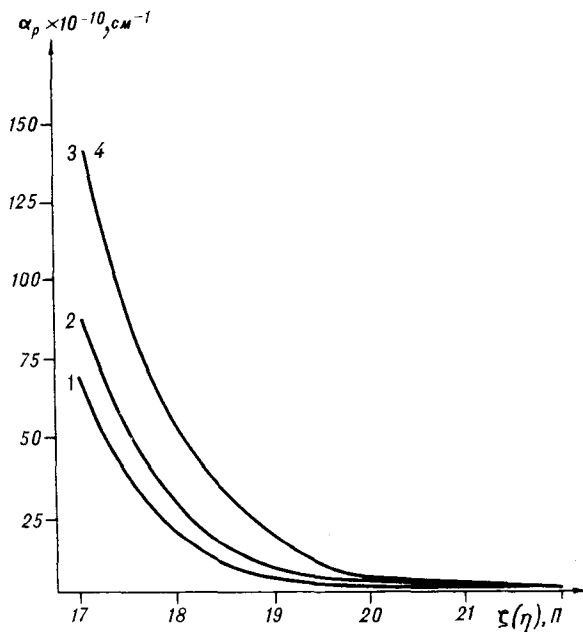


Рис. 5. Взаимосвязь поглощения с объемной и сдвиговой вязкостью матрицы астеносферы на частоте 2 Гц (кривые 1, 2) и 5 Гц (кривые 3, 4) при различных размерах зерен.

1, 3 — $d = 0,1$ см; 2, 4 — $d = 1,0$ см. Ось абсцисс — $\lg \zeta(\eta)$, П.

размере зерен 1,0 см и пористости 0,10 поглощение очень слабо чувствительно к плотности расплава. Таким образом, определяющее влияние на поглощение в астеносфере оказывает вязкость ее матрицы.

4. Геофизические приложения. Проведенные вычисления показали, что для получения наблюдаемого затухания вследствие течений сильновязкого расплава ($\mu = 10^2$ П) в зернистой среде необходима пористость порядка 20—30 %, что противоречит современным данным о состоянии астеносферы «в среднем».

Если астеносфера содержит небольшое количество расплава, то проницаемость мала и фильтрационные перетоки подавляются. В этом случае основное поглощение обусловлено упруговязкостью матрицы астеносферы при значениях, соответствующих тектонической вязкости $\sim 10^{18}$ П. В. А. Магницкий [10] и многие другие считают, что вязкость астеносферы может изменяться в пределах $10^{19} - 10^{22}$ П. По мнению Е. В. Артющкова [4], вязкость астеносферы составляет $10^{17} - 10^{20}$ П.

Поглощение $\alpha_p \sim 10^{-8}$ см⁻¹, соответствующее вязкости матрицы астеносферы $\sim 10^{17}$ П, связано, по-видимому, с возбужденным состоянием астеносферы. Примером возбужденной астеносферы может служить астеносфера зоны Камчатки, Курильских островов и Японии, где многократные и хорошо проверенные измерения показывают [15], что средний коэффициент поглощения по порядку величины равен 10^{-8} см⁻¹. Физически эффект возбуждения астеносферы связан с интенсивными тектоническими подвижками и нелинейным тепловым разогревом [11].

Поглощение $\alpha_p \sim 10^{-11} - 10^{-10}$ см⁻¹ характеризует спокойную (слабо разогретую) астеносферу, обладающую вязкостью в $10^{21} - 10^{23}$ П. Вязкость $\sim 10^{19} - 10^{20}$ П, для которой рассмотренная модель определяет поглощение $\alpha_p = (7,45 - 2,48) \cdot 10^{-10}$ см⁻¹, соответствует промежуточному состоянию.

Лабораторные эксперименты показывают [9], что под воздействием внешнего давления

в зернистых средах с аморфными прослойками в местах контактов происходит резкое перераспределение твердой и жидкой фаз, которое достигается из-за скольжения зерен друг относительно друга. Вероятно, аналогичные процессы возникают и в астеносфере и могут дать $m = 0,20 - 0,30$.

Представленные результаты расчетов свидетельствуют в пользу современной точки зрения [7, 16] о повсеместном присутствии астеносферы на Земле. Необходимо также отметить, что в некоторых вариантах расчетов и при наличии расплава в порах и жидкой пленки в контактах зерен поглощение продольных сейсмических волн очень незначительно. Это дает возможность высказать предположение, что астеносфера при определенном сочетании ее физико-механических параметров, несмотря на ее физическое существование, не всегда может быть выявлена сейсмологическими методами.

Таким образом, расчеты по математической модели двухфазной астеносферы приводят к следующим выводам.

1. В пренебрежении вязкостью матрицы изменения плотности расплава, диаметра зерен, модулей упругости расплава и матрицы не влияют на реальное значение коэффициентов поглощения низкочастотных сейсмических волн ($f \leq 10$ Гц), но поглощение в значительной мере зависит от процентного содержания расплава, его вязкости и в некотором интервале ($m \geq 20 - 30$ %; $\mu = 10^{-1} - 10$ П; $\mu = 10^5 - 10^8$ П) достигает реальных величин.

2. Определяющее влияние на поглощение в астеносфере оказывает вязкость ее матрицы. Значения коэффициентов поглощения, близкие к измеренным в природных условиях, могут быть получены только за счет тектонической вязкости порядка 10^{18} П.

3. Астеносфера при определенном сочетании ее физико-механических параметров может не быть выявлена по сейсмологическим данным.

ЛИТЕРАТУРА

1. Артющков Е. В. Геодинамика.— М.: Наука, 1979.
2. Буевич Ю. А., Зубарев А. Ю. О дисперсии линейных упругих волн в насыщенных пористых пластах // Изв. вузов. Нефть и газ.— 1987.— № 10.— С. 61—65.
3. Воларович М. П., Баяк Е. И., Левыкин А. И. и др. Физико-механические свойства горных пород и минералов при высоких давлениях и температурах.— М.: Наука, 1974.
4. Глико А. О., Жарков В. Н. О поглощении сейсмических волн в частично расплавленной среде // Изв. АН СССР. Физика Земли.— 1977.— № 5.— С. 86—88.
5. Жарков В. Н., Трубицын В. П. Физика планетных недр.— М.: Наука, 1980.
6. Каракин А. В., Лобковский Л. И. К выводу уравнений трехкомпонентной вязкодеформируемой среды (кора и астеносфера) // Изв. АН СССР. Физика Земли.— 1985.— № 12.— С. 3—13.
7. Колпичев Ю. Ф., Павлова О. В. Поглощение короткопериодных поперечных волн в верхней мантии Украинского щита // Изв. АН СССР. Физика Земли.— 1988.— № 2.— С. 10—16.
8. Кристенсен Р. Введение в теорию вязкоупругости.— М.: Мир, 1974.
9. Левыкин А. И., Фарберов А. И., Насимов Р. М. Влияние фазового состояния и вязкости заполнителя на плотность, деформируемость и упругость зернистой среды под давлением // Докл. АН СССР.— 1979.— Т. 245, № 3.— С. 563—566.

10. *Магницкий В. А.* Внутреннее строение и физика Земли.— М.: Недра, 1965.
11. *Марон В. И., Николаевский В. Н.* Возбуждение астеносферы в результате движения литосферных плит // Докл. АН СССР.— 1989.— Т. 308, № 4.— С. 828—831.
12. *Николаевский В. Н.* Механика пористых и трещиноватых сред.— М.: Недра, 1984.
13. *Осокина Д. Н.* О корреляции между затуханием упругих колебаний и сдвиговой вязкостью у твердых тел и жидкостей // Тектонофизика и механические свойства горных пород.— М.: Наука, 1971.— С. 72—90.
14. *Фарберов А. И.* Магматические очаги вулканов Восточной Камчатки по сейсмологическим данным.— Новосибирск: Наука, Сиб. отд-ние, 1974.
15. *Федотов С. А.* Энергетическая классификация Курило-Камчатских землетрясений и проблема магнитуд.— М.: Наука, 1972.
16. *Хаин В. Е.* Тектоника плит двадцать лет спустя (размышления о прошлом, настоящем и будущем) // Геотектоника.— 1988.— № 6.— С. 3—17.
17. *Шейдеггер А. Е.* Основы геодинамики.— М.: Недра, 1987.
18. *Bargen N., Waff H. S.* Permeabilities interfacial areas and curvatures of partially molten systems: results of numerical computations of equilibrium microstructures // J. Geophys. Res.— 1986.— V. 91, N B9.— P. 9261—9276.
19. *Der Z. A., Rivers W. D., McElfresh T. W. et al.* Worldwide variations in the attenuative properties of the upper mantle as determined from spectral studies of short-period body waves // Phys. Earth and Planet. Inter.— 1982.— V. 30, N 1.— P. 12—25.
20. *Jackson D. D., Anderson D. L.* Physical mechanisms of seismic wave attenuation // Rev. Geophys. Space Phys.— 1970.— V. 8, N 1.— P. 1—63.
21. *Kushiro J.* Viscosity of partial melts in upper mantle // J. Geophys. Res.— 1986.— V. 91, N B9.— P. 9343—9350.
22. *Manghnani M. H., Sato H., Rai C. S.* Ultrasonic velocity and attenuation measurements on basalt melts to 1500 °C: sole of composition and structure in the viscoelastic properties // Ibid.— P. 9333—9342.
23. *Mavco G. M., Nur A.* Melt squirt in the asthenosphere // Ibid.— 1975.— V. 80, N 11.— P. 1444—1448.
24. *Mavco G., Kjartansson E., Winkler K.* Seismic waves attenuation in rocks // Rev. Geophys. Space Phys.— 1979.— V. 17, N 6.— P. 1155—1164.
25. *Meissner R. O., Vetter U. R.* Relationship between the seismic quality factor Q and the effective viscosity η^* // J. Geophysics.— 1979.— V. 45, N 2.— P. 147—158.
26. *O'Connell R. J., Budiansky B.* Viscoelastic properties of fluidsaturated cracked solids // J. Geophys. Res.— 1977.— V. 82, N 33.— P. 5719—5735.
27. *Sato H., Sacks I. S., Murase T.* The use of laboratory velocity data for estimating temperature and partial melt fraction in the low-velocity zone: comparison with heat flow and electrical conductivity studies // Ibid.— 1989.— V. 94, N B5.— P. 5689—5704.
28. *Stocker R. L., Gordon R. B.* Velocity and internal friction in partial melts // Ibid.— 1975.— V. 80, N 35.— P. 4828—4836.
29. *Walsh J. B.* New analysis of attenuation in partially melted rocks // Ibid.— 1969.— V. 74, N 17.— P. 4333—4337.

ИТшГ ДВО АН СССР
Хабаровск
ИФЗ АН СССР
Москва

Поступила в редакцию
6 июля 1990 г.