

УДК 551.2

ПОПЕРЕЧНЫЕ ДЕФОРМАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В НЕИЗОТЕРМИЧЕСКОЙ СИСТЕМЕ ЛИТОСФЕРА–АСТЕНОСФЕРА

© 2024 г. Академик РАН Л. И. Лобковский^{1,*}, М. М. Рамазанов^{2,**}

Поступило 22.02.2024 г.

После доработки 01.04.2024 г.

Принято к публикации 08.04.2024 г.

В приближении тонкого слоя исследованы особенности возникновения и распространения поперечных деформационных волн в системе упругая литосфера–вязкая астеносфера в неизотермических условиях. При этом существенную роль играет фазовый переход на границе слоёв, обусловленный возмущениями температуры и давления. В длинноволновом приближении изучены качественные и количественные свойства распространения возмущений термомеханических полей. Показано, что благодаря энергетической подпитке от неизотермической астеносферы могут возникать слабо затухающие волновые пакеты, которые распространяются на тысячи км с характерной скоростью порядка 100 км/год. Это позволяет их рассматривать как возможный триггерный механизм массивированной эмиссии метана из мёрзлых осадочных пород в атмосфере.

Ключевые слова: математическая модель, термомеханические волны, литосфера, астеносфера, фазовый переход

DOI: 10.31857/S2686739724080118

ВВЕДЕНИЕ

Явление деформационных тектонических волн в литосфере Земли давно привлекает внимание геофизиков, главным образом, в связи с наблюдаемыми процессами миграции сейсмической активности [1–4]. В последние годы эти волны стали рассматриваться как возможный триггерный механизм массивированной эмиссии метана из осадочных мёрзлых пород Арктической зоны в связи с обсуждением сейсмогенно-триггерной концепции потепления климата [5–8]. Впервые модель распространения тектонических напряжений в литосфере предложил В. Эльзассер [9] для объяснения механизма миграции зон афтершоков после сильных землетрясений. Диффузионная модель В. Эльзассера приводила к быстрому затуханию возмущений напряжений, вызванных сильными землетрясениями, и не могла объяснить возможность распространения фронтов деформации на большие расстояния порядка первых тысяч километров [10–12]. В то же время, для

обоснования сейсмогенно-триггерного механизма эмиссии метана из осадочных пород Арктического шельфа и прилегающих областей суши необходимо допустить что деформационные волны, вызванные сильнейшими землетрясениями Алеутской и Курило-Камчатской зон субдукции, способны распространяться на 2000–3000 км с относительно слабым затуханием. В работах [13, 14] было показано, что учёт термического эффекта фазового перехода на границе литосфера–астеносфера позволяет построить термомеханические модели деформационных волн, характеризующихся большим дальностью действия и слабым затуханием. Настоящая работа является развитием указанного направления исследований для случая поперечных волн в приближении тонкого упругого слоя литосферы, когда длина волны значительно превышает толщину слоя. Поперечные деформационные волны инициируются вертикальными компонентами смещений на краях взаимодействующих плит в зонах субдукции при сильнейших землетрясениях. Их величины составляют порядка нескольких метров при магнитуде землетрясений, больше 8.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Задана система, состоящая из двух слоёв: литосферы вместе с корой и астеносферы, общая

¹Институт океанологии им. Ширшова Российской Академии наук, Москва, Россия

²Институт проблем геотермии и возобновляемой энергетики – филиал Объединённого института высоких температур Российской Академии наук, Махачкала, Россия

*E-mail: llobkovsky@ocean.ru

**E-mail: mukamay-ipg@mail.ru

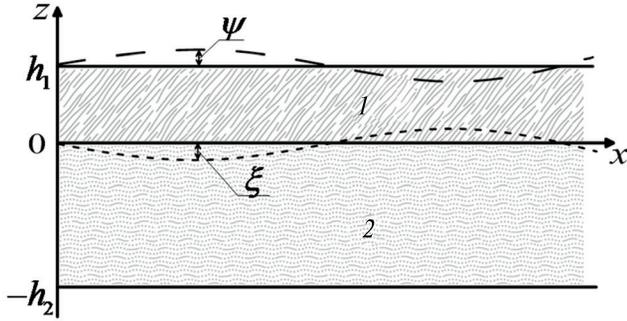


Рис. 1. Модель задачи. Слой верхней мантии, состоящий из литосферы (1) и астеносферы (2). Пунктир – возмущенные границы литосферы. Нижняя граница является границей фазового перехода.

граница которых является границей фазового перехода (рис. 1). Предполагается, что литосфера подчиняется реологии линейно-упругого тела, а астеносфера реологии вязкой несжимаемой жидкости. Требуется исследовать возможность распространения волн в такой системе в неизотермическом режиме, определить свойства этих волн и исследовать процесс распространения напряжений в литосфере. Используем для литосферы приближение тонкой пластины, а уравнение переноса тепла в обоих слоях рассмотрим в линеаризованном виде.

Выпишем основные уравнения относительно возмущений механического равновесия. С учётом сделанных предположений, имеем [14].

ЛИТОСФЕРА

$$D \frac{\partial^4 \psi}{\partial x^4} = -(\rho_a - \rho_l) g \xi + p - 2\eta \frac{\partial v_z}{\partial z},$$

$$D = \frac{Eh_l^3}{12(1 - \sigma^2)} \quad (1)$$

$$\frac{\partial T_l}{\partial t} - \frac{\partial \psi}{\partial t} \gamma = \chi_l \Delta T_l, \quad \Delta = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} \quad (2)$$

Здесь: D – жёсткость пластины при изгибе; $\psi(x, t)$ – вертикальное смещение точек нейтральной поверхности, на которой растяжение отсутствует (в качестве нейтральной поверхности приближённо рассматриваем среднюю плоскость литосферы); ρ_l, ρ_a – плотности литосферы и астеносферы; $\xi(x, t)$ – смещение межфазной границы между литосферой и астеносферой; p – поле давления отсчитываемое от

гидростатического; η – динамическая вязкость астеносферы; v_z – вертикальная компонента скорости в астеносфере; T – поле температуры; γ – невозмущённый градиент температуры направленный вниз; χ – теплопроводность.

Заметим, что если нет фазового перехода, то в рассматриваемом приближении имеет место равенство $\xi = \psi$.

В (1) первый член справа – Архимедова сила, вызванная изменением межфазной границы; второй – надгидростатическое давление астеносферы на межфазной границе; третий – вязкое сопротивление астеносферы на границе слоёв.

АСТЕНОСФЕРА

Отсчитывая поля, как отмечалось выше, от их распределений при механическом равновесии в астеносфере, имеем уравнения

$$\Delta^2 v_z = 0 \quad (3)$$

$$-\frac{\partial p}{\partial z} + \eta \Delta v_z = 0 \quad (4)$$

$$\frac{\partial T_a}{\partial t} - v_z \gamma = \chi_a \Delta T_a \quad (5)$$

ГРАНИЧНЫЕ УСЛОВИЯ

$$z = h_l : \quad -\gamma \psi + T_l = 0 \quad (6)$$

$$z = 0 : \quad \rho_a v_z = \rho_l \dot{\psi} + (\rho_a - \rho_l) \dot{\xi} \\ -\gamma \xi + T_* + \frac{dT_*}{dP} (-p + \rho_a g \xi) = 0 \quad (7)$$

$$T_l = T_a = T_*$$

$$\lambda_l \frac{\partial T_l}{\partial z} = \lambda_a \frac{\partial T_a}{\partial z} - \rho_l (\dot{\psi} - \dot{\xi}) q$$

$$z = -h_a : \quad T_a = 0, \quad v_z = 0, \quad \frac{\partial v_z}{\partial z} = 0 \quad (8)$$

Здесь: Точка над буквой означает производную по времени; T_* – возмущение температуры частичного плавления вещества литосферы на межфазной границе ξ , вызванное возмущением давления p ; первое уравнение это условие для температуры на верхней границе литосферы; последние условия, т.е. условия на нижней границе астеносферы, это условия для температуры и условие прилипания для вертикальной компоненты скорости; далее на межфазной границе:

первое уравнение есть условие сохранения потока массы вещества; второе — уравнение фазового равновесия; третье — условие непрерывности температуры; четвертое — непрерывность потока энергии.

Таким образом, математическое описание рассматриваемого процесса даёт система уравнений (1) — (5), с граничными условиями (6) — (8) и дополнительно заданными начальными условиями.

Частные решения этой задачи, удовлетворяющие внешним граничным условиям, можно записать в виде нормальных возмущений

$$\begin{aligned} \psi &= \psi_0 e^{\omega t - kx}, \\ v_z &= \varphi_0 \left(1 + \frac{z}{h_a} \right) \frac{e^{-ikz} - e^{2ikh_a} e^{ikz}}{1 - e^{2ikh_a}} e^{\omega t - kx}, \\ p &= \frac{2\eta}{h_a} \varphi_0 \frac{e^{-ikz} - e^{2ikh_a} e^{ikz}}{1 - e^{2ikh_a}} e^{\omega t - kx}, \\ \xi &= \xi_0 e^{\omega t - kx}, \\ T_l &= [\gamma \psi_0 + \theta_l(z)] e^{\omega t - kx}, \\ T_a &= \left[\frac{\gamma}{\omega} \varphi_0 \left(1 + \frac{z}{h_a} \right) \frac{e^{-ikz} - e^{2ikh_a} e^{ikz}}{1 - e^{2ikh_a}} + \theta_a(z) \right] e^{\omega t - kx} \\ \theta_l(h_l) &= \theta_a(-h_a) = 0 \\ \psi_0 &= const, \quad \varphi_0 = const, \quad \xi_0 = const \end{aligned} \quad (9)$$

Здесь: амплитуды с нулевым индексом постоянные величины; ω — комплексный декремент затухания; k — комплексное волновое число.

Можно заметить, что поле скоростей на основании астеносферы удовлетворяет условию прилипания, а давление, как следствие, условию изостазии.

Неизвестными в (9) являются только постоянные амплитуды для механических величин ψ_0 , φ_0 , ξ_0 и функции $\theta_l(z)$, $\theta_a(z)$. Если пренебречь теплопроводностью по сравнению с конвективным переносом тепла, то нетрудно проверить, что $\theta_l(z) = \theta_a(z) \equiv 0$. Поэтому эти функции малы практически во всей рассматриваемой области, однако их производные могут быть значительными в очень тонком слое около фазовой границы, т.е. в тепловом пограничном слое [14]. В то же время из постановки задачи нетрудно заметить, что для наших целей достаточно знать температуру на межфазной границе, значение же градиента температуры не требуется. Поэтому в первом приближении можно положить $\theta_l(z) = \theta_a(z) \equiv 0$, а в качестве температуры на

межфазной границе взять среднюю температуру между температурой в литосфере и астеносфере в (9). Таким образом, имеем

$$T_* = \frac{1}{2} \left(\psi_0 + \frac{1}{\lambda} \varphi_0 \right) \gamma e^{\omega t - kx} \quad (10)$$

Подставляя (9) в уравнение (1) и первые два условия на межфазной границе в (7), после исключения T_* с помощью (10), получим следующую систему алгебраических уравнений относительно амплитуд, записанную в безразмерном виде

$$\begin{aligned} a_1 k^4 \psi_0 &= -(\rho_0 - 1) \xi_0 + a_2 ik \frac{1 + e^{2ikh_a/h_l}}{1 - e^{2ikh_a/h_l}} \rho_0 \varphi_0 \\ \varphi_0 &= \frac{\omega}{\rho_0} \psi_0 + \frac{(\rho_0 - 1)\omega}{\rho_0} \xi_0 \\ \frac{\rho_0 + 1}{2\rho_0} \psi_0 - \frac{\rho_0 + 1}{2\rho_0} \xi_0 &= a_2 a_3 \varphi_0 - a_3 \xi_0 \\ a_1 &= \frac{E}{12(1 - \sigma^2) \rho_l g h_l}, \quad a_2 = \frac{2\eta}{\rho_a g h_a t_0}, \\ a_3 &= \frac{dT}{dP} \frac{\rho_a g}{\gamma} \end{aligned} \quad (11)$$

Здесь при обезразмеривании использованы следующие масштабы величин: h_l — длины; $\gamma_l h_l$ — температуры; t_0 — времени; $p_0 = \rho_l g h_l$ — давления.

Для того чтобы система уравнений (11) имела нетривиальное решение её определитель должен равняться нулю. Это равенство есть характеристическое уравнение, из которого можно получить связь комплексного декремента ω и комплексного волнового числа k

$$\begin{aligned} \omega &= \begin{vmatrix} a_1 k^4 & \rho_0 - 1 \\ \bar{\rho} & \rho_0 a_3 - \bar{\rho} \end{vmatrix} \times \\ &\times \left(\begin{vmatrix} \rho_0 - 1 & -if(k)a_2 \\ \rho_0 a_3 - \bar{\rho} & -a_2 a_3 \end{vmatrix} - (\rho_0 - 1) \begin{vmatrix} a_1 k^4 & -if(k)a_2 \\ \bar{\rho} & -a_2 a_3 \end{vmatrix} \right)^{-1} \\ \rho_0 &= \frac{\rho_a}{\rho_l}, \quad \bar{\rho} = \frac{\rho_0 + 1}{2}, \quad f(k) = k \frac{1 + e^{2ikh_a/h_l}}{1 - e^{2ikh_a/h_l}} \end{aligned} \quad (13)$$

Положим,

$$\omega = \alpha + i\beta, \quad ik = k_r + ik_i \quad (14)$$

Здесь: α , k_r — характеризуют затухание амплитуды колебаний во времени и пространстве,

соответственно; β, k_i — характеризуют частоту колебаний во времени и пространстве, соответственно.

Для волн с ограниченными амплитудами бегущих вправо (влево) должны выполняться условия $\alpha \leq 0, k_r \leq 0 (k_r \geq 0)$.

Общее решение, рассматриваемой задачи есть суперпозиция полученных частных решений (9) по волновым числам k_i . Если рассматривается суперпозиция решений с близкими к некоторому значению k_i^0 волновыми числами, то получим волновой пакет.

Рассмотрим волновой пакет с опорным волновым числом $k_i = k_i^0$, тогда групповая скорость волн равна [15]

$$v = \left. \frac{\partial \beta}{\partial k_i} \right|_{k_i = k_i^0} \quad (15)$$

При этом необходимо выполнение условия

$$\left. \frac{\partial \alpha}{\partial k_i} \right|_{k_i = k_i^0} = 0 \quad (16)$$

Условие (16) необходимо, что бы групповая скорость была вещественной, иначе волна не реализуется.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Таким образом, мы имеем частные решения (9), совместно с (10)–(12). Как отмечалось выше, общее решение задачи есть произвольная суперпозиция этих частных решений по волновому числу k_i . Эти суперпозиции, в частности, могут образовать пакеты волн с близкими волновыми числами. Для произвольного волнового пакета с опорным волновым числом $k_i = k_i^0$ из уравнений (13)–(14), (16) получим зависимости $\alpha(k_i^0), \beta(k_i^0), k_r(k_i^0)$. После этого из (15) получим групповую скорость данного волнового пакета. Как следует из полученного решения, возможны два независимых решения (две независимые волны) для положительных и отрицательных волновых чисел k_i . Для положительных волновых чисел, как следует из (9), возмущения давления и других полей в астеносфере экспоненциально убывают с глубиной. Таким образом, в этом случае, по существу, мы имеем в астеносфере поверхностную волну. Допустим, если толщина пластины (литосферы) много меньше толщины астеносферы, то возмущения в ней

локализуются в верхнем тонком слое толщиной порядка толщины пластины. Во втором случае — отрицательных волновых чисел возмущение давления экспоненциально растёт, и возмущённые поля охватывают всю астеносферу. Эту волну можно назвать объёмной. В данном исследовании ограничимся рассмотрением поверхностной волны, которая представляет основной интерес в контексте, обозначенном в введении.

Для определённости будем рассматривать волновые пакеты, бегущие вправо.

Расчёты проводились для следующих значений параметров:

$$\begin{aligned} E_l &= 5 \cdot 10^{10} \text{ Па}, \quad \sigma = 0.3, \quad \eta = 10^{18} \text{ Па} \cdot \text{с}, \\ h_l &= 50 \text{ км}, \quad h_a = 100 \text{ км}, \quad \gamma = 10^{-2} \text{ К/м}, \\ \rho_l &= 3.2 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3, \quad \rho_a / \rho_l = 0.97, \\ \lambda_l &= \lambda_a = 2.6 \text{ Вт} / (\text{м} \cdot \text{К}), \quad \chi_a = \chi_l = 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с} \end{aligned}$$

Отметим, что в случаях, когда $\rho_0 = \rho_a / \rho_l > 1$ и $\rho_0 < 1$ результаты качественно и количественно близки. Поэтому ниже рассмотрен только вариант $\rho_0 = 0.97$ и лишь кратко отмечается особенность случая $\rho_0 = \rho_a / \rho_l > 1$.

На рис. 2 показаны характеристики поверхностных волн: зависимость групповой скорости поверхностной волны от её длины (а), и зависимость остаточной амплитуды колебаний волны от её длины после прохождения 2000 километров (б). Как следует из этого рисунка, существует резонансная длина волны λ (частота) в окрестности которой групповые скорости велики, а потери энергии соответственно малы. На рис. 2 а показаны две кривые, разделённые вертикальной асимптотой. Правая, по отношению к асимптоте, кривая неустойчива, поэтому она не реализуется при данных значениях параметров и в этой связи вся обозначена пунктиром. Для этой ветви фазовая скорость направлена противоположно групповой. В левой ветви, как видно из рисунка, неустойчива лишь часть кривой, охватывающая малые скорости (обозначена пунктиром). Вторая часть этой ветви, охватывающая большие скорости, устойчива. В этой ветви фазовая скорость направлена так же, как групповая. На рис. 2 б показана остаточная амплитуда колебаний волны (характеризующая остаточную энергию) после прохождения 2000 км. Часть, отмеченная пунктиром, соответствует неустойчивой волне, поэтому не реализуется.

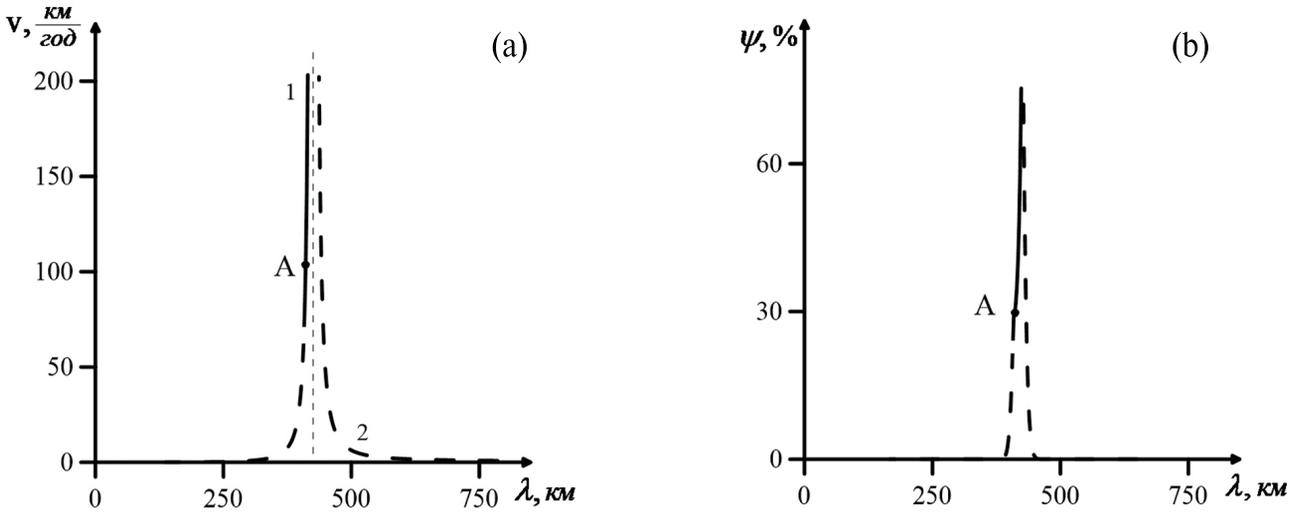


Рис. 2. Зависимость групповой скорости поверхностной волны от её длины (а), и зависимость остаточной амплитуды колебаний волны от её длины после прохождения 2000 километров (б). Пунктир – область неустойчивости волны, т.е. для этих точек волна не реализуется.

Выберем некоторую точку А в области устойчивости на кривой рис. 2 а. Этой точке соответствуют следующие значения параметров:

$$v = 104 \text{ км/год}, \quad \lambda = 410 \text{ км}, \quad k_r = 5.3 \cdot 10^{-4} \text{ 1/км},$$

$$\alpha = -7.9 \cdot 10^{-3} \text{ 1/год}, \quad \beta = -0.06 \text{ 1/год}$$

Предположим для простоты, что в начальный момент в начале координат произошло смещение литосферы на ψ_0 метра (всплеск) согласно рассматриваемому волновому пакету. Тогда начальное распределение смещений имеет вид

$$\psi(x, 0) = \psi_0 f(x) e^{-k_r x} \cos(k_i x), \quad f(0) = 1 \quad (17)$$

Согласно определению волнового пакета, функция $f(x)$ заметно отлична от нуля в малой окрестности начала координат по сравнению с рассматриваемой областью литосферы, оцениваемой первыми тысячами километров. Такую функцию можно моделировать в виде

$$f(x) = e^{-ax^2} \quad (18)$$

Параметр a определяется эффективными размерами области литосферы, где заметны смещения, деформации и напряжения в волне.

Со временем пакет движется согласно закону [16]

$$\psi(x, t) = \psi_0 e^{-a(x-vt)^2} e^{-\alpha t - k_r x} \cos(k_i x - \beta t) \quad (19)$$

Это пакет, движущийся с групповой скоростью (15) и фазовой скоростью β / k_i , с декрементами временного затухания α и пространственного затухания k_r .

Введём систему координат ζ , движущуюся вместе с волной с её групповой скоростью, т.е.

$$x = \zeta + vt$$

Тогда, (1.19) в подвижной системе координат запишется в виде

$$\psi(\zeta, t) = \psi_0 e^{-a\zeta^2} e^{-\alpha t - k_r(\zeta+vt)} \cos(k_i \zeta + k_i vt - \beta t),$$

$$v = \frac{\partial \beta}{\partial k_i} \quad (20)$$

Отсюда для распределения напряжений по толщине литосферы получим [16]

$$\sigma_{xx} = -E_l \frac{\partial^2 \psi}{\partial \zeta^2} \left(z - \frac{h_l}{2} \right) \quad (21)$$

На рис. 3 а показано распределение вертикальных смещений в литосфере в начальный момент времени, через 10 лет и через 20 лет в системе координат, движущейся вместе с волновым пакетом. Видно, что после прохождения более 2000 км, остаётся около трети амплитуды. На рис. 3 б показаны растягивающие напряжения в пакете в те же моменты времени. Из

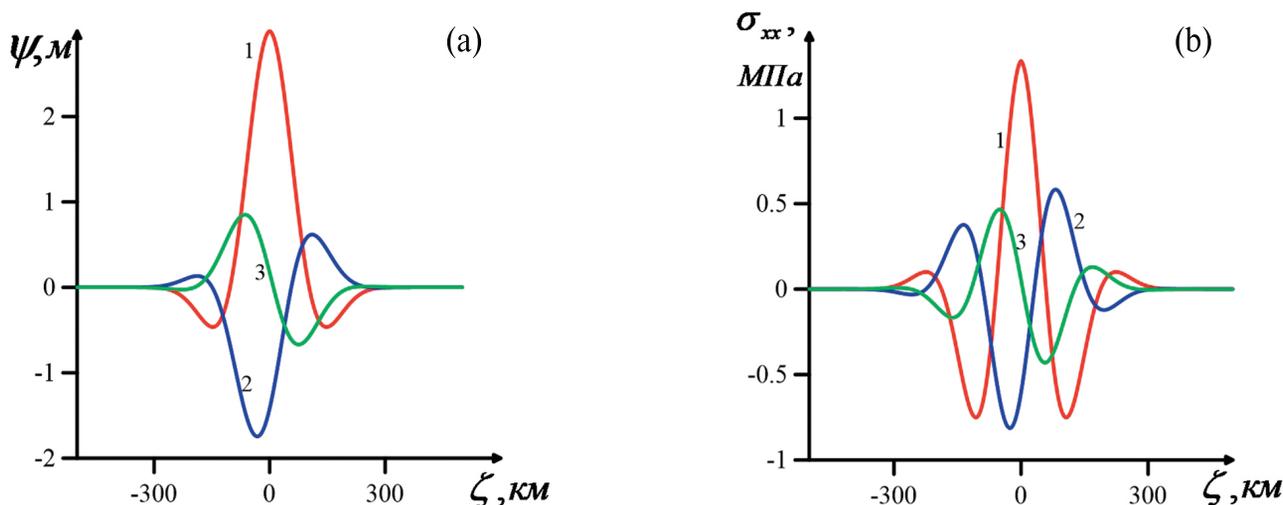


Рис. 3. а) Вертикальное смещение средней линии литосферы в начальный момент времени (1), через 10 лет (2) и через (20) лет (3) в системе координат, движущейся вместе с волновым пакетом; б) Напряжения в литосфере в те же моменты времени в системе координат, движущейся вместе с волновым пакетом.

рисунка видно, что максимальные напряжения так же уменьшаются примерно втрое.

Отметим, что если увеличить параметр a_3 , то точка А на рис. 2 а спускается ниже, т.е. область устойчивости расширяется, охватывая меньшие скорости. Однако в этом случае точка А спускается ниже и на рис. 2 б, т.е. остаточная энергия волны уменьшается. Если же параметр a_3 уменьшить, то точка А поднимается выше, т.е. область устойчивости смещается в сторону больших скоростей и сужается. После критического значения параметра a_3 вся левая ветвь на рис. 2 становится неустойчивой, а часть правой ветви, охватывающая большие скорости, становится устойчивой и далее расширяется. Описанные свойства относятся к случаю $\rho_0 = \rho_a / \rho_l < 1$. В противоположном случае, когда $\rho_0 = \rho_a / \rho_l > 1$, эволюция картины, показанной на рис. 2, при изменении a_3 носит противоположный характер, т.е. с уменьшением параметра a_3 область устойчивости левой ветви расширяется, а с увеличением — сужается и исчезает. При этом после критического значения, устойчивой становится часть правой ветви, охватывающая большие скорости.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В длинноволновом приближении исследованы изгибные деформационные волны в системе упругая литосфера–вязкая астеносфера с учётом фазового перехода на их границе. Существует два типа волн, поверхностные, охватывающие

литосферу и верхние слои астеносферы, и объёмные. Для поверхностных волн имеется резонансная длина волны (частота), в окрестности которой деформационные волновые пакеты движутся с большими скоростями (порядка десятков и сотен километров в год и больше) и испытывают относительно небольшие потери энергии, что связано с энергетической подпиткой от астеносферы. Для объёмных умеренно длинных волн потери энергии велики. Для очень длинных волн потери энергии относительно невелики, но мала плотность упругой энергии в литосфере.

ИСТОЧНИК ФИНАНСИРОВАНИЯ

Государственные задания: Института Океанологии им. П.П. Ширшова РАН № FMWE-2021-0004 и Института проблем геотермии и возобновляемой энергетики – фил. ОИВТ РАН.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Вилькович У. В., Шнирман М. Г. Волны миграции эпицентров (примеры и модели) // Математические модели строения Земли и прогноз землетрясений. Вычислительная сейсмология. Вып. 14. М.: Наука, 1982. С. 27–37.
2. Kasahara K. Migration of crustal deformation // Tectonophysics. 1979. 52 (1–4). P. 329–341.
3. Шерман С. И. Деформационные волны как триггерный механизм сейсмической активности в сейсмических зонах континентальной литосферы //

- Геодинамика и тектонофизика. 2013. Т. 4. № 2. С. 83–117. <https://doi.org/10.5800/GT-2013-4-2-0093>.
4. Кузьмин Ю. О. Современная геодинамика и медленные деформационные волны // Физика Земли. 2020. № 4. С. 172–182.
 5. Lobkovsky L. I. Seismogenic-triggering mechanism of gas emission activations on the Arctic shelf and associated phases of abrupt warming // *Geosciences*. 2020. V. 10(11). P. 428.
 6. Lobkovsky L. I., Baranov A. A., Ramazanov M. M., Vladimirova I. S., Gabsatarov Y. V., Semiletov I. P., Alekseev D. A. Trigger Mechanisms of Gas Hydrate Decomposition, Methane Emissions, and Glacier Breakups in Polar Regions as a Result of Tectonic Wave Deformation // *Geosciences*. 2022. V. 12. P. 372.
 7. Лобковский Л. И., Баранов А. А., Владимиров И. С., Алексеев Д. А. Сильнейшие землетрясения и деформационные волны как возможные триггеры потепления климата в Арктике и разрушения ледников в Антарктике // Вестник РАН. 2023. Т. 93. № 6. С. 526–538.
 8. Лобковский Л. И., Баранов А. А., Рамазанов М. М., Владимиров И. С., Габсатаров Ю. В., Алексеев Д. А. Возможный сейсмогенно-триггерный механизм эмиссии метана, разрушения ледников и потепления климата в Арктике и Антарктике // Физика Земли. 2023. № 3. С. 33–47.
 9. Elsasser W. Convection and stress propagation in the upper mantle / In *Application of Modern Physics to Earth and Planet. Interior*. New York: Wiley, 1969. P. 223–246.
 10. Melosh H. J. Nonlinear stress propagation in the Earth's upper mantle // *J. Geophys. Res.* 1976. № 32 (81). P. 5621–5632.
 11. Бургер Б. И. Распространение напряжений в литосфере Земли // Изв. АН СССР. Сер. Физика Земли. 1989. № 12. С. 3–18.
 12. Быков В. Г. Предсказание и наблюдение деформационных волн Земли // Геодинамика и тектонофизика. 2018. Т. 9. № 3. С. 721–754.
 13. Гарагаи И. А., Лобковский Л. И. Деформационные тектонические волны как возможный триггерный механизм активизации эмиссии метана в Арктике // Арктика: экология и экономика. 2021. Т. 11. № 1. С. 42–50.
 14. Лобковский Л. И., Рамазанов М. М. Термомеханические волны в системе упругая литосфера – вязкая астеносфера // Изв. РАН. МЖГ. 2021. № 6. С. 4–18.
 15. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. VI. Гидродинамика. 3-е изд., перераб. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1986. 736 с.
 16. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 7. Теория упругости. 4-е изд., испр. М.: Наука. Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. 248 с.

TRANSVERSE DEFORMATION WAVES IN THE NON-ISOTHERMAL LITHOSPHERE–ASTHENOSPHERE SYSTEM

L. Lobkovsky^{a,*}, M. Ramazanov^{b,**}

^a*Shirshov Institute of Oceanology, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russian Federation*

^b*Institute for Problems of Geothermy and Renewable Energy, Branch of the Joint Institute of High Temperatures, Russian Academy of Sciences, Makhachkala, Russian Federation*

*E-mail: llobkovsky@ocean.ru

**E-mail: mukamay-ipg@mail.ru

The features of the occurrence and propagation of transverse deformation waves in the elastic lithosphere – viscous asthenosphere system under non-isothermal conditions are studied in the approximation of a thin layer. In this case, the phase transition at the boundary of the layers, due to temperature and pressure disturbances, plays an essential role. The qualitative and quantitative properties of propagation of disturbances of thermomechanical fields have been studied in the long-wave approximation. It is shown that due to the energy supply from the non-isothermal asthenosphere, weakly attenuated wave packets can occur, which spread over thousands of km with a characteristic speed of about 100 km/year. This allows them to be considered as a possible trigger mechanism for the massive emission of methane from frozen sedimentary rocks into the atmosphere.

Keywords: mathematical model, thermomechanical waves, lithosphere, asthenosphere, phase transition