

ВОЗМОЖНОЕ ОБЪЯСНЕНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ СМЕЖНЫХ ВПАДИН ОСТРОВНЫХ ДУГ НА ОСНОВЕ КОНЦЕПЦИИ ТЕПЛОВЫХ МАНТИЙНЫХ ПЛЮМОВ

А. Б. Медведев

ФГУП «РФЯЦ-ВНИИЭФ», 607188, г. Саров Нижегородской обл.

На основе предложенного ранее варианта концепции тепловых мантийных плюмов рассматривается гипотетическое объяснение возникновения островных дуг, их последующее погружение и образование расширяющихся со временем двух смежных с ними линейных впадин. В этой модели расположенный под корой вертикальный плюм, имеющий высоту порядка размера верхней мантии, в среднем плотнее (тяжелее) среды при умеренном перегреве относительно нее (в теплом состоянии). Его поведение нормализуется с увеличением средней температуры – сильноперегретый (горячий) плюм легче среды. Теми же свойствами плавучести, что и плюм, обладают вертикальные колонки перегретой среды верхней мантии. Немонотонное поведение средней плотности колонок плюма и среды при увеличении их средней температуры аналогично поведению плотности воды, которая в интервале $\approx 273\text{--}281$ К больше, чем при 273 К, и меньше последней при перегреве >281 К. При интерпретации возникновения островной дуги как следствия всплытия до уровня коры горячего плюма в форме вертикальной пластины, названная аномалия плотности приводит к тому, что при передаче тепла от плюма среде в двух плоских тепловых волнах, реализующихся на двух границах плюма-пластины со средой верхней мантии, он постепенно остывает и уплотняется (начиная с границ со средой), среда, нагреваясь до теплого состояния, также уплотняется. Подобное уплотнение может являться причиной погружения островов и образования и расширения со временем двух пограничных линейных впадин (впадин стыка), имеющих горизонтальный размер $\Delta x \sim (\chi t)^{0,5}$ ($\sim 10(t)^{0,5}$, Δx – км, t – время после всплытия плюма в млн. лет, $\chi \approx 0,01$ см²/с). На больших промежутках времени образуется общая впадина, отвечающая переходу вещества плюма и нагретой от него среды в теплое плотное состояние. Выполнено упрощенное моделирование этих процессов при решении одномерной задачи о горизонтальном остывании вертикальной пластины воды с начальной температурой >281 К, помещенной в водную среду при 273 К. Решение подтвердило ожидаемый рельеф поверхности в районе всплытия плюма-пластины. Рассмотренные модельные варианты показали возможность реализации различных режимов движения (центробежный, центростремительный, с нулевой скоростью) границы поверхностного поднятия со впадиной стыка и максимума впадины стыка (аналог оси глубоководного желоба) по отношению к центральной плоскости пластины в зависимости от исходных параметров задачи. При моделировании выявлено, что при общем опускании поверхности ее ограниченный участок, прилегающий к максимуму впадины стыка, после погружения до максимальной глубины может испытывать относительный подъем. Сделана попытка приложения полученных модельных результатов к интерпретации Курильской островодужной системы.

Ключевые слова: тепловой плюм, отрицательный коэффициент теплового расширения, островная дуга, смежные впадины, мантия Земли.

Введение

На дне океанов и их границ с континентами выделяются контрастные формы рельефа, представленные поднятиями различной формы и окружающими их впадинами. К образованиям подоб-

ного вида относятся линейные системы островных дуг (ОД) и смежных впадин, расположенных по обе стороны от ОД (иногда опущенной ниже уровня моря). ОД-системы можно разделить на относительно симметричные и асимметричные [1]. В первом случае смежные впадины приблизительно

одинаковы. К симметричным относятся системы, связанные с хребтами Маккуори, Императорским, Соломоновыми островами (рис. 1). В асимметричном случае между геометрическими параметрами впадин имеются количественные отличия. Впадина наибольшей глубины называется глубоководным желобом (ГЖ; глубина до ≈ 10 км), наименьшей – задуговой (ее глубина, за вычетом осадочного слоя, нередко не сильно уступает ГЖ). Типичным примером является Курильская ОД-система (рис. 2). Профиль ГЖ ОД типа Курильской имеет относительно небольшое отклонение от симметрии за счет большей крутизны островного склона по сравнению с океаническим. В некоторых случаях ГЖ полностью симметричен. Ширина ОД – до ~ 100 км, длина – до ~ 1000 км, возраст – до ~ 100 млн лет (иногда современные ОД наложены на более древние). Для ОД-систем характерны высокие (в неск. раз больше нормы) значения среднего теплового потока, магматическая и вулканическая активность и, как правило, повышенная сейсмичность (в отдельных случаях с глубиной землетрясений до ≈ 850 км). Представляется, что основная причина происхождения симметричных и асимметричных ОД-систем одинакова. Далее в основном рассматриваются образования первого вида.

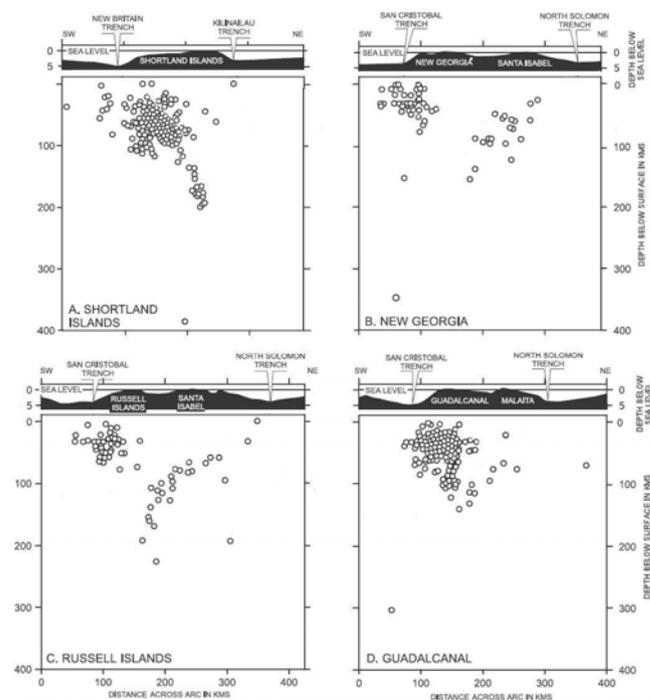


Рис. 1. Рельеф поверхности и сейсмичность в четырех (А, В, С, D) вертикальных сечениях вкост Соломоновой ОД [2]. Кружки – гипоцентры землетрясений

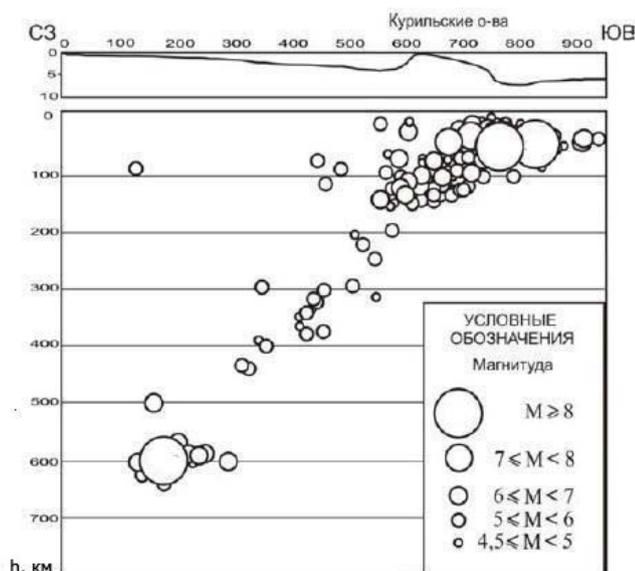


Рис. 2. Рельеф и сейсмичность Курильской ОД [3]. Кружки – проекция гипоцентров землетрясений на вертикальную плоскость, перпендикулярную ОД

На настоящем этапе при формировании рельефа дна океанов, в том числе в районах расположения ОД, определяющими являются вертикальные движения, сопровождающиеся многокилометровым опусканием верхней поверхности коры [4–6]. При этом ОД тонут в основном за счет погружения их обоих склонов: «Эти склоны еще «вчера» были шельфами, а еще ранее – участками палеостровной суши» [7, 8]. В двух последних работах также отмечается (обобщение данных ряда авторов), что одновременно с процессом уменьшения объема поднятия ОД идет процесс увеличения площади (ширины) и глубины смежных впадин. Эти процессы происходят в основном путем сбросов. В случае Курильской ОД-системы сбросы характерны для островов и склонов ОД [9] и ярко выражены на океаническом борту ГЖ [4]. Вместе с тем, несмотря на преобладание в целом процесса погружения, отдельные элементы ОД-систем могут испытывать относительный подъем. По сейсмическим данным для Курильской и ряда других ОД делают вывод о взбросо-надвиговой природе перемещений вещества в островной части склона ОД, примыкающей к оси ГЖ [10, 11] (данная часть склона в случае Курил ~ 50 км). Для Курильской ОД это согласуется с заключением о смене механизма землетрясений со сбросов на взбросы при переходе с океанического на островной борту ГЖ [12, 13].

В [4, 5] опускание океанического дна связывается с процессами, сопутствующими внедрению в верхнюю мантию (ВМ) до уровня коры тепловых глубинных диапиров [14, 15] или, в другой терминологии, тепловых мантийных плюмов [16, 17], зарождающихся в глубинах мантии, возможно на границе нижней мантии (НМ) с ядром. Эта концепция в данной работе принимается за основу. Для теплового плюма в настоящее время нет устойчивого определения. Ниже под ним понимается перегретое по отношению к среде мантии (рассматриваемой как однородная) вещество близкого к ней состава (возможным влиянием состава на плавучесть пренебрегается). Форма плюма может быть различной – параллелепипед (пластина), цилиндр и др. Далее рассматривается плюм в виде вертикальной пластины (плюм-пластина), характеризующейся высотой H порядка размера ВМ (≈ 1000 км), шириной $2x_0$ и длиной L порядка горизонтальных размеров островной части ОД. Значение x_0 мало по сравнению с H и L . Предполагается, что вещество среды, коры и плюма (в целом) обладает реологическими характеристиками (прочность, вязкость) твердотельного типа (у перегретого плюма они понижены). Перемещение вещества среды, сопутствующее внедрению плюма в мантию, не учитывается, так как оно для рассматриваемых далее процессов уплотнения и разуплотнения вещества ВМ при теплообмене плюма со средой не имеет определяющего значения.

Обычно считается, что коэффициент теплового расширения $\beta = (\partial V / \partial T)_P / V = -(\partial \rho / \partial T)_P / \rho$ (V – удельный объем, $\rho = 1/V$ – плотность, T – абсолютная температура, P – давление) вещества среды мантии и теплового плюма является положительным. В этом случае перегретый плюм-пластина имеет меньшую среднюю плотность, чем среда (является более легким) и всплывает в ней до коры. После всплытия (чему далее отвечает время $t = t^0 = 0$) он выталкивается из ВМ и над ним реализуется поднятие верхней поверхности коры $\Delta H_2 > 0$ (нижний индекс «2» у величины ΔH , определяющей относительное изменение уровня поверхности, использован потому, что далее им помечается температура только что вслывшего до коры горячего плюма). В предположении, что ОД образована подобным плюмом, можно объяснить формирование первоначального поднятия островной части ОД-системы. Далее рассматривается упрощенная ситуация, когда исходная ($t^0 = 0$) плавучесть всех H -слоев плюма (из которых состоит

расположенная под корой пластина плюма; H -слои имеют малую фиксированную толщину $dx \ll x_0$) одинакова, что отвечает $\Delta H_2 = \text{const} > 0$ по всей ширине плюма $2x_0$. Подобный случай схематически отражен на рис. 3,а. В последующем ($t > 0$) плюм-пластина будет остывать. Линейные размеры области существенного изменения температуры (и как следствие плотности, обуславливающей плавучесть) по горизонтали Δx (в направлении x , перпендикулярном пластине) и вертикали Δz определяются величиной $\sim (\chi t)^{0,5}$, где χ – коэффициент температуропроводности. При $t \approx 100$ млн лет значения $\Delta x, \Delta z \sim 100$ км (при ориентировочном для ВМ значении $\chi \approx 0,01 \text{ см}^2/\text{с}$ [18]). Если $t \leq 100$ млн лет (время существования ОД), то Δz значительно меньше H (~ 1000 км), вследствие чего влияние изменения плотности при вертикальном остывании (в частности, через кору) на исходную плавучесть всех вертикальных H -слоев плюма мало. Она, однако, существенно изменяется в двух областях шириной Δx при горизонтальном теплообмене плюма-пластины со средой, влияющем на температуру и плотность H -слоев по всей их высоте H . При $\Delta x \sim x_0$ этот процесс изменяет исходную плавучесть всех H -слоев плюма. Горизонтальный теплообмен является также определяющим для изменения плавучести вертикальных H -слоев среды (идентичны H -слоям плюма-пластины), нагретых от всплывшего плюма в двух областях шириной Δx . Поэтому далее рассматривается только этот вид теплообмена (см. рис. 3,а и рис. 3,б). В последующем, в качестве упрощения, предполагается, что в исходном ($t^0 = 0$) состоянии разница температур H -слоев плюма и среды ΔT слабо меняется с глубиной h ($\Delta T(h) \approx \text{const}$). Считается также, что $\chi(h) \approx \text{const}$. В этом случае с учетом $x_0 \ll H, L$ горизонтальный теплообмен плюма-пластины со средой будет осуществляться посредством двух плоских тепловых волн (если ΔT и χ значительно изменяется по высоте H , то эти волны являются плоскими усреднено). В них со временем будут изменяться средние (по h от уровня коры до глубины H) значения температуры $\bar{T}_H(x, t)$ и плотности $\bar{\rho}_H(\bar{T}_H(x, t))$ различных (имеющих координату x в направлении, перпендикулярном пластине) вертикальных H -слоев плюма и среды (они характеризуются одной $\bar{\rho}_H(\bar{T}_H)$ -зависимостью и обладают одинаковым качеством плавучести).

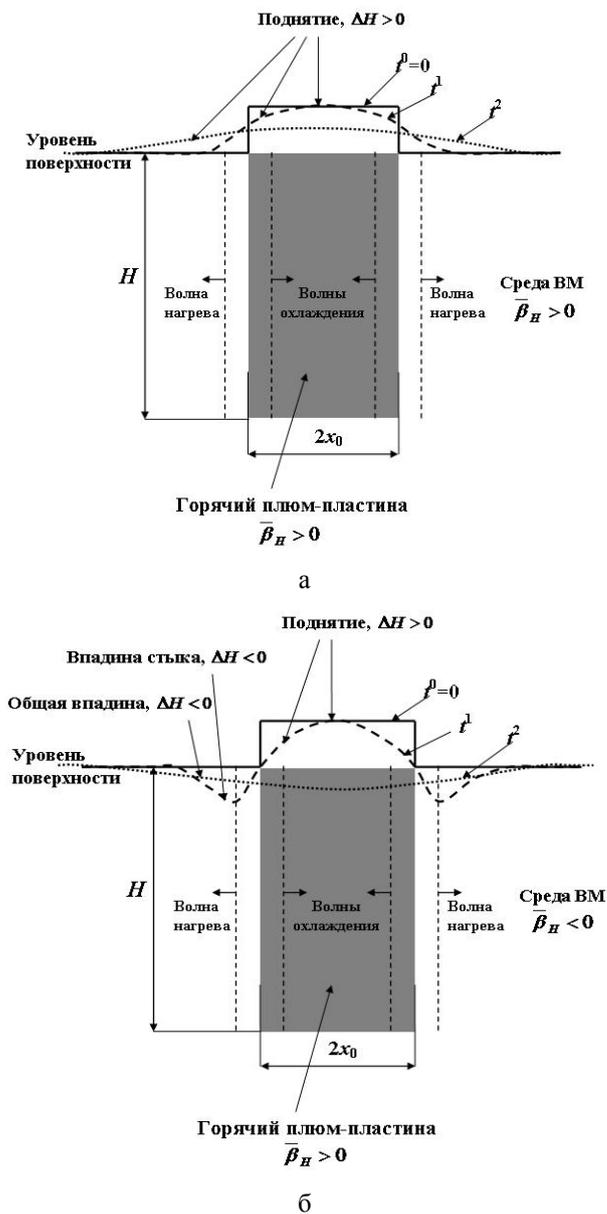


Рис. 3. Схема изменения уровня поверхности со временем в окрестности вертикального плюма-пластины, расположенного в нормальной (а) и аномальной (б) среде ВМ, вследствие горизонтального теплообмена плюма со средой. Пояснения в тексте

В каждой из двух тепловых волн можно выделить два участка – волну охлаждения, распространяющуюся к центральной плоскости пластины плюма от ее границы со средой, и волну нагрева среды (рис. 3,а). В волнах охлаждения реализуется постепенное уменьшение (начиная с границ) температуры H -слоев плюма от определенной начальной $\bar{T}_{H,2}$ (характеризующей H -слой плюма в момент $t^0 = 0$) до некоторой текущей $\bar{T}_H(x,t)$. При $\beta > 0$ усредненное (по h от коры до H) значение

$\bar{\beta}_H > 0$, вследствие чего $\bar{\rho}_H(\bar{T}_H)$ -зависимость монотонно убывает с увеличением \bar{T}_H . Поэтому при $\bar{T}_H(x,t) < \bar{T}_{H,2}$ плотность $\bar{\rho}_H(\bar{T}_H(x,t)) > \bar{\rho}_{H,2} = \bar{\rho}_H(\bar{T}_{H,2})$, вследствие чего исходное поднятие $\Delta H_2 = \text{const}$ над остывающими H -слоями плюма со временем уменьшается (возможное влияние изменения плотности и толщины коры на ΔH не рассматривается). Плоские волны нагрева будут изменять среднюю температуру H -слоев среды от исходного ($t^0 = 0$) значения $\bar{T}_{H,0}$ (исходная среда далее помечается нижним индексом «0») до более высокого значения $\bar{T}_H(x,t)$. При $\bar{\beta}_H > 0$ это соответствует поднятию $\Delta H(x,t) > 0$ (разного уровня) в двух областях среды, нагретых от плюма-пластины (при изостатическом равновесии $\Delta H = (1 - \bar{\rho}_H(\bar{T}_H(x,t)) / \bar{\rho}_H(\bar{T}_{H,0}))H$). Реализуемый в волнах охлаждения и нагрева рельеф $\Delta H(x,t)$ для сравнительно малого момента времени t^1 и большего t^2 схематически показан на рис. 3,а. Модельная ОД-система является куполообразной – $\Delta H(x,t) > 0$ над плюмом и над соседними с ним областями среды пока привнесенное плюмом тепло полностью не рассеется. Наклонное положение плюма в ВМ может лишь модифицировать купол.

В рассмотренном модельном случае ($\beta > 0$, $\bar{\beta}_H > 0$) смежные впадины ОД-систем отсутствуют. Для объяснения впадинообразования в рамках плюмовой концепции обычно привлекается гипотеза о понижении уровня поверхности вследствие преобразования коры (ее базификации; обзор моделей базификации выполнен в [10]) под воздействием тепла снизу. Считается, что в результате этого процесса толщина коры уменьшается. При этом можно ожидать, что чем тоньше кора, тем глубже впадина. Однако, например, для Курильской ОД кора при удалении от оси ГЖ в сторону океана не становится тоньше [19, 20] (согласно последней работе толщина коры изменяется от 12–14 км под осью ГЖ до 8–9 км под абиссальной равниной), но уровень верхней поверхности коры при этом существенно (на несколько километров) повышается. Для многих других ОД, судя по данным, приводимым в [21], также нет четкой связи максимальных глубин смежных впадин с минимальными толщинами коры. Поэтому представляется, что основным источником этих впадин являются не параметры коры, а глубинные свойства вещества мантии под ними.

1. Гипотеза об аномалии плотности верхней мантии

В [22–24] высказана гипотеза, отличающаяся от вышеизложенной («стандартной») тем, что поведение средней плотности $\bar{\rho}_H(\bar{T}_H)$ перегретых вертикальных H -слоев плюма и среды (которые рассматривались выше при обсуждении рис. 3,а) является немонотонным. При увеличении \bar{T}_H в интервале от $\bar{T}_{H,0}$ (исходная среда) до $\bar{T}_{H,MAX}$ она возрастает от $\bar{\rho}_{H,0} = \bar{\rho}_H(\bar{T}_{H,0})$ до максимальной плотности $\bar{\rho}_{H,MAX} = \bar{\rho}_H(\bar{T}_{H,MAX})$ и далее убывает в интервале $\bar{T}_H > \bar{T}_{H,MAX}$ (так же как и в рассмотренной выше стандартной ситуации, когда $\bar{\beta}_H > 0$). При некотором значении $\bar{T}_{H,1}$ ($> \bar{T}_{H,MAX}$) реализуется равенство $\bar{\rho}_{H,1} = \bar{\rho}_H(\bar{T}_{H,1}) = \bar{\rho}_{H,0}$, что отвечает нейтральной плавучести в исходной среде перегретого H -слоя, характеризуемого $\bar{T}_{H,1}$.

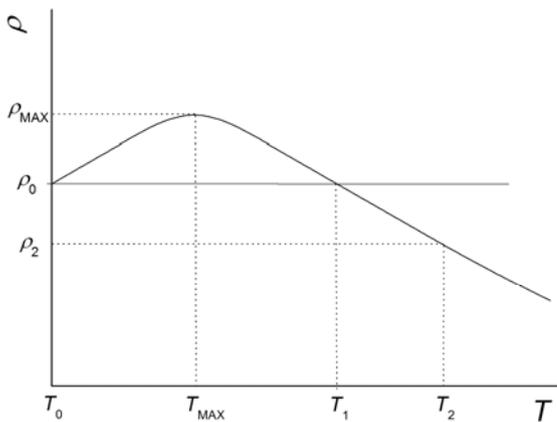


Рис. 4. Качественная зависимость плотности ρ от температуры T для аномального вещества типа воды. ρ_0 – плотность, реализуемая при T_0 и T_1 , $\rho_{MAX} > \rho_0$ – максимальная плотность, отвечающая T_{MAX} , $\rho_2 < \rho_0$ – плотность, отвечающая $T_2 > T_1$. Для воды при атмосферном давлении: $T_0 = 273$ К, $T_{MAX} = 277$ К, $T_1 = 281$ К

Рассматриваемое немонотонное поведение $\bar{\rho}_H(\bar{T}_H)$ -зависимости подобно немонотонному поведению $\rho(T)$ -зависимости воды при $P \approx 1$ атм, схематично изображенной на рис. 4, где плотность $\rho_0 = \rho(T_0)$ является аналогом $\bar{\rho}_{H,0}$, максимальная плотность ρ_{MAX} – аналогом $\bar{\rho}_{H,MAX}$, плотность $\rho_1 = \rho(T_1)$ ($= \rho_0$) – аналогом $\bar{\rho}_{H,1}$ ($= \bar{\rho}_{H,0}$). Анома-

лия $\bar{\beta}_H < 0$ в диапазоне $\bar{T}_{H,0} < \bar{T}_H < \bar{T}_{H,MAX}$ аналогична аномалии $\beta < 0$ воды в диапазоне $T_0 < T < T_{MAX}$, нормальное свойство $\bar{\beta}_H > 0$ при $\bar{T}_H > \bar{T}_{H,MAX}$ – нормальному свойству $\beta > 0$ воды при $T > T_{MAX}$.

На возможность наличия аномалии $\beta < 0$, $\bar{\beta}_H < 0$ в ВМ указывают особенности экспериментальных данных по ударному сжатию различных мантийных силикатов (кварц, форстерит, фаялит, энстатит и др.). Они состоят во взаимном пересечении в P - V координатах ударных адиабат, отвечающих различной начальной плотности образцов, в широком (\sim несколько 10 ГПа) интервале давления, террасовидном ходе ударных $P(V)$ -зависимостей (на «террасе» величина $|dP(V)/dV|$ относительно мала) и др. [25]. Их отличительной чертой является плавный характер. Изломы, которые имели бы место при фазовом превращении первого рода (со скачком объема), на ударных $P(V)$ -зависимостях силикатов отсутствуют. Последние качественно похожи на плавную террасовидную $P(V)$ -кривую сжатия плавленого (аморфного) кварца, выявленную в статических экспериментах при $T = 300$ К до $P \approx 60$ ГПа [26]. Участок $dP(V)/dV = 0$, отвечающий фазовому переходу первого рода, на ней не реализуется («терраса», как и в случае ударных $P(V)$ -зависимостей, является наклонной). В этой работе дополнительно исследовалось также поведение координационного числа, которое на «террасе» изменяется постепенно, без скачка. При объяснении полученных результатов авторы [26] склоняются к мысли о непрерывном уплотнении аморфного кварца в однофазном состоянии (сжимающемся подобно однокомпонентной жидкости).

Поскольку ударные нагрузки способствуют аморфизации исходно кристаллических силикатов (а исходно аморфные в нем и остаются), то плавное поведение ударных $P(V)$ -зависимостей можно объяснить непрерывным характером уплотнения силикатов (которое протекает более интенсивно на «террасе») в однофазном аморфном состоянии. Ударное сжатие может также сопровождаться плавной диссоциацией аморфизированного вещества. При этом взаимопересечение ударных адиабат, отвечающих различной начальной плотности образцов, а также другие экспериментальные особенности объяснимы проявлением аморфизированным веществом свойства $\beta < 0$ [25]. Область

$\beta < 0$ на основе ударных данных является ограниченной (отвечающие ей P, T -параметры по порядку величины соответствуют условиям в ВМ). За ее пределами ударные $P(V)$ -зависимости не пересекаются друг с другом (как и у большинства других исследованных веществ), что объясняется восстановлением здесь нормального свойства $\beta > 0$.

В [27] было построено модельное уравнение состояния плавного кварца, воспроизводящее названные выше особенности ударного эксперимента. Приложение этого уравнения к мантии [24] показало возможность проявления рассматриваемой здесь немонотонности $\bar{\rho}_H(\bar{T}_H)$ -зависимости в ВМ.

Можно отметить, что качественно те же, что и силикаты, плавные особенности ударного сжатия, свидетельствующие о $\beta < 0$, имеют некоторые другие вещества в жидком (беспорядочном как и аморфное) состоянии, в частности, исходно молекулярные азот [28] (в этой работе возможность проявления аномалии $\beta < 0$ ударно-сжатым веществом экспериментально обнаружена впервые) и двуокись углерода [29].

В пользу проявления свойств $\beta < 0$, $\bar{\rho}_H < 0$ в среде ВМ говорят также геофизические модели, в которых распределения по глубине h плотности $\rho(h)$ и скорости звука $C(h) = (C = ((\partial P / \partial \rho)_S)^{0,5}$, S – энтропия) в мантии являются плавными (поскольку восстановление этих характеристик по сейсмическим данным не однозначно, то возможно их представление как разрывными, так и плавными функциями [30, 31]). Особенностью таких моделей (например, А' Буллена [32], I Ванга [33], В497 [34]) является наличие на $\rho(h)$ -зависимости в ВМ участка Δh ускоренного возрастания плотности с выполнением на нем неравенства $d\rho/dh > \rho g / C^2$ (g – ускорение силы тяжести). В предположении однородности вещества мантии реализация этого неравенства объяснима проявлением веществом среды (при $dT/dh > 0$ в ней) на участке Δh свойства $\beta < 0$ [25]. Это качественно согласуется с выводом о $\beta < 0$ на основе результатов опытов по ударному сжатию силикатов. Как и плавный характер ударных $P(V)$ -зависимостей силикатов, плавное поведение $\rho(h)$ -распределения объяснимо аморфностью мантийного вещества (с возможным проявлением диссоциации).

Предполагаемая здесь аморфность мантии допускается также в ряде других работ. О значительной аморфизации ВМ говорится в [35]. Для сложных силикатов она не исключается в [36].

Важная роль аморфизации (которой способствует водород и гелий, присутствующие в геологических материалах) в мантийных процессах отмечается в [37], что поддержано в [38].

В [25] выполнена оценка среднего значения $\bar{\beta}_{\Delta h}$ на участке Δh с использованием $\rho(h)$ -и $C(h)$ -распределений плавной модели Земли В497 [34], данные о которых взяты из книги [31] (ее автор известный геофизик К. Буллен считал модель В497 близкой к оптимальной). В этой модели неравенство $d\rho/dh > \rho g / C^2$ и, как следствие, аномалия $\beta < 0$, $\bar{\beta}_{\Delta h} < 0$, реализуются в диапазоне $h \approx 200 - 1000$ км ($\Delta h = 800$ км; соответствующий диапазон $P \approx 6 - 40$ ГПа). При оценке использовались ориентировочные для среды ВМ граничные значения температуры $T = 1500$ К при $h = 200$ км и $T = 3000$ К при $h = 1000$ км. Расчет дает $\bar{\beta}_{800} = -7 \cdot 10^{-5}$ 1/К. Далее это значение $\bar{\beta}_{800}$ и интервал $h \approx 200 - 1000$ км используются в качестве ориентировочных (из-за некоторой неопределенности параметров, входящих в формулу для $\bar{\beta}_{800}$, и приближенности границ 200 и 1000 км) характеристик аномалии $\beta < 0$ в среде ВМ.

Для верхних 200 км среды ВМ значение $\bar{\beta}_{200} \leq 3 \cdot 10^{-5}$ 1/К [18]. Оно ощутимо меньше $|\bar{\beta}_{800}|$, уже и диапазон его реализации по h . С учетом этого для среды ВМ величина $\bar{\beta}_{1000} < 0$. Конкретные значения $\bar{\beta}_{200}$ и $\bar{\beta}_{800}$ таковы, что при перегреве H -слоя высотой $H = 1000$ км на $\Delta T = 100$ К, его нижней части высотой 800 км отвечает впадина глубиной 5,6 км ($\approx -7 \cdot 10^{-5} \cdot 100 \cdot 800$ км), а верхней части высотой 200 км – выпуклость $< 0,6$ км, что суммарно дает поверхностную депрессию $\Delta H \approx -5$ км.

В рассматриваемой модели сравнительно слабо (сотни К) перегретым H -слоям плюма и среды отвечает многокилометровая впадина. Ожидаемые перегревы, соответствующие рассмотренным выше характеристикам $\bar{T}_{1000, \text{MAX}}$ (этой температуре, на основе вышеприведенной оценки $\Delta H \approx -5$ км при $\Delta T = 100$ К, отвечает модельная впадина глубиной \sim несколько первых десятков километров) и $\bar{T}_{1000, 1}$ ($\Delta H \approx 0$), составляют ~ 1000 К и ~ 2000 К соответственно. При этих оценках, имеющих полуколичественный характер, использованы результаты уравнения состояния [27] в приложении к ВМ.

Аномалия $\bar{\beta}_H < 0$ в среде ВМ проявляется также и при величинах H ощутимо меньших 1000 км (ориентировочно до $H \approx 400$ км), пока свойство $\bar{\beta}_{200} > 0$ в верхних 200 км не компенсирует свойство $\bar{\beta}_{H-200} < 0$ в нижней части высотой $H-200$. То есть интервал проявления по H рассматриваемого немонотонного поведения $\bar{\rho}_H(\bar{T}_H)$ -зависимости весьма значителен. Следует отметить, что, несмотря на свойство $\bar{\beta}_{200} > 0$ и вследствие этого положительную плавучесть плюма высотой $H < 200$ км в подкоровом положении при относительно небольшом перегреве ΔT (сотни кельвинов), подобный плюм не может подняться из НМ в ВМ до коры. Это связано с тем, что при внедрении снизу в ВМ он попадает в область h , где средой проявляется свойство $\beta < 0$. Нейтральная плавучесть плюма с высотой $H = 1000$ км ($\bar{T}_{1000} = \bar{T}_{1000,1}$) реализуется при положительной плавучести его отдельных участков. Как показывает уравнение состояния [27], такой участок размером $h_L \sim$ несколько сотен километров расположен в нижней части плюма (примыкает к границе НМ–ВМ). Если высоту $H = 1000$ км уменьшить за счет уменьшения h_L , то плавучесть плюма понизится (тем больше, чем меньше h_L). Для всплытия до коры укороченный плюм должен быть дополнительно нагрет.

Неравенство $d\rho/dh > \rho g/C^2$, выполняющееся в однородной среде при $\beta < 0$ и $dT/dP > 0$ [25], является условием отсутствия конвекции в подобной среде [39]. В модели В497 данное неравенство реализуется в диапазоне $h \approx 200 - 1000$ км. Это совместно с наличием под корой литосферы (толщиной ~ 100 км), в которой пластические течения затруднены, как представляется, исключает конвекцию во всей ВМ. Вследствие этого в рассматриваемой модели плюмы, внедренные из НМ в ВМ, неподвижны в последней (при наличии конвекции в ВМ, возможной при $\beta > 0$ и сверхадиабатическом подогреве в ВМ снизу, следует ожидать смещения и видоизменения плюмов).

В НМ ($1000 \leq h \leq 2900$ км) в модели В497 приближенно выполняется соотношение $d\rho/dh = \rho g/C^2$. Это, при восстановлении в однородной среде НМ свойства $\beta > 0$, говорит о выполнении в ней условия изэнтропичности $dS/dP \approx 0$. По общепринятому представлению наиболее вероятным механизмом, обеспечивающим изэнтропичность, является конвекция. Когда исходная высота под-

нявшегося до коры плюма $H > 1000$ км, конвекция в НМ, как представляется, за относительно короткое время «смоет» его основание, уменьшив высоту до размера ВМ. Поэтому здесь рассматривается случай подкоровых плюмов с $H \leq 1000$ км (но все же при не слишком малых значениях H пока сохраняется немонотонность функции $\bar{\rho}_H(\bar{T}_H)$).

Следует еще раз подчеркнуть приближенность основанного на модели В497 интервала $h \approx 200 - 1000$ км, где выполняется неравенство $d\rho/dh > \rho g/C^2$. Другие модели показывают для него несколько отличающиеся значения. В частности, в упомянутых выше моделях А' Буллена [32] и I Ванга [33] эти интервалы составляют $\approx 400 - 1000$ км и $\approx 0 - 700$ км соответственно. В моделях [40, 41] они равны $\approx 0 - 1080$ км и $\approx 180 - 730$ км. При более высоких h (в НМ) в названных моделях $d\rho/dh \approx \rho g/C^2$.

Можно отметить, что неравенство $d\rho/dh > \rho g/C^2$ является условием отсутствия конвекции как для однородной, так и неоднородной среды с плавной зависимостью ее состава от h [42]. В настоящей работе неоднородность не рассматривается, хотя и в случае ее наличия обсуждаемый далее механизм впадинообразования может работать (при $\bar{\beta}_H < 0$ в среде ВМ) в модифицированном виде.

Немонотонность поведения $\bar{\rho}_H(\bar{T}_H)$ -зависимости в ВМ приводит к следующему. Всплыть в среде ВМ до коры и выталкиваться из нее в подкоровом положении ($\Delta H_2 > 0$) может только горячий плюм, характеризуемый исходной ($t^0 = 0$) температурой $\bar{T}_{H,2} > \bar{T}_{H,1}$, поскольку тогда $\bar{\rho}_{H,2} = \bar{\rho}_H(\bar{T}_{H,2}) < \bar{\rho}_{H,1} = \bar{\rho}_{H,0}$. Аналогом этого является всплытие до поверхности водной среды, определяемой $T_0 = 273$ К, и выталкивание из нее вертикального элемента (H -столбика или H -слоя) воды, характеризуемого $T_2 > 281$ К (давление в системе ≈ 1 атм). При $\bar{T}_{H,2} \approx \bar{T}_{H,1}$ $\Delta H_2 \approx 0$, что аналогично нейтральной плавучести перегретого элемента воды при $T_2 \approx 281$ К. Если всплывший исходно горячий плюм остынет до теплого состояния, определяемого $\bar{T}_{H,0} < \bar{T}_H < \bar{T}_{H,1}$ (тогда $\bar{\rho}_H(\bar{T}_H) > \bar{\rho}_{H,0} = \bar{\rho}_{H,1}$), то ему будет отвечать впадина $\Delta H < 0$, максимальная глубина которой реализуется при $\bar{T}_H = \bar{T}_{H,\text{MAX}}$ (тогда $\bar{\rho}_H(\bar{T}_H) = \bar{\rho}_{H,\text{MAX}}$). Аналогом является остывание всплывшего исход-

но горячего ($T_2 > 281$ К) элемента воды до теплого состояния $273 \text{ К} < T < 281 \text{ К}$, в котором $\rho(T) > \rho_1 = \rho_0$ с максимальным значением ρ_{MAX} при $T = T_{\text{MAX}} = 277 \text{ К}$. Уровень подобного тепло-го элемента в водной среде понижен. В примере с водой предполагается, что вещество, характеризуемое $\rho(T)$ -зависимостью воды (рис. 4), обладает достаточными реологическими характеристиками для поддержания рельефа ΔH , определяемого формулой гидростатики $\Delta H = (1 - \rho/\rho_0)H$, где H – высота перегретого элемента. Роль реологии могла бы выполнить вертикальная трубка с открытыми концами, в которую помещен рассматриваемый элемент.

На рис. 3,б, аналогичном рис. 3,а, изображен ожидаемый рельеф поверхности $\Delta H(x, t)$ в районе всплытия плюма-пластины при немонотонной $\bar{\rho}_H(\bar{T}_H)$ -зависимости H -слоев в начальный момент времени $t^0 = 0$, промежуточный момент t^1 (активная стадия теплообмена плюма со средой ВМ при высоком градиенте температуры на границах) и большой t^2 (сильное остывание плюма, нагрев двух больших зон среды). Как и на рис. 3,а, предполагается, что исходная ($t^0 = 0$) плавучесть всех H -слоев плюма одинакова. Первоначальное значение $\Delta H_2 = \text{const}$ над плюмом тем больше, чем лучше выполняется условие $\bar{T}_{H,2} > \bar{T}_{H,1}$ (при $H = \text{const}$). В случае $\bar{T}_{H,2} \approx \bar{T}_{H,1}$ значение $\Delta H_2 \approx 0$. При $t \sim t^1$ распространяющиеся в плюм-пластину волны охлаждения приводят к постепенному, начиная с границ, уплотнению и проседанию H -слоев плюма (так как в это время уменьшение характеризующей их величины $\bar{T}_H(x, t)$ происходит в интервале $\bar{T}_H > \bar{T}_{H, \text{MAX}}$, где $\bar{\beta}_H > 0$), что сопровождается уменьшением исходного поднятия $\Delta H_2 = \text{const}$. Образование при $t \sim t^1$ двух показанных на рис. 3,б пограничных впадин, далее называемых впадинами стыка, связано с переходом в волнах нагрева H -слоев среды в теплое плотное состояние $\bar{T}_{H,0} < \bar{T}_H(x, t) < \bar{T}_{H,1}$. Максимум впадины стыка соответствует реализации в перегретом H -слое среды условия $\bar{T}_H(x, t) = \bar{T}_{H, \text{MAX}}$ (тогда $\bar{\rho}_H(\bar{T}_H(x, t)) = \bar{\rho}_{H, \text{MAX}}$). Ширина впадин стыка может дополнительно увеличиваться за счет перехода в волнах охлаждения приграничной части H -слоев плюма в теплое плотное состояние, условием чего является незначительное превышение $\bar{T}_{H,2}$ над $\bar{T}_{H,1}$. Возможно также некоторое суже-

ние этих впадин за счет нагрева приграничной части H -слоев среды до горячего состояния $\bar{T}_H > \bar{T}_{H,1}$, условием чего является сильное превышение $\bar{T}_{H,2}$ над $\bar{T}_{H,1}$. По мере распространения тепловых волн нагрева впадины стыка все более расширяются. Поскольку область распространения тепловых волн со временем увеличивается как $\Delta x \sim (\chi t)^{0.5} (\sim 10(t)^{0.5})$, Δx – км, t – млн лет, $\chi \approx 0,01 \text{ см}^2/\text{с}$, то расширение впадин стыка будет определяться примерно тем же соотношением. При большом времени $t \sim t^2$ все H -слои, как плюма, так прогретой от него среды, перейдут в теплое плотное состояние $\bar{T}_{H,0} < \bar{T}_H(x, t) < \bar{T}_{H,1}$, вследствие чего образуется показанная (упрощенно) на рис. 3,б общая впадина (вместо общего поднятия на рис. 3,а).

Две симметричные линейные модельные впадины стыка (рис. 3,б, $t \sim t^1$), возникающие при горизонтальном теплообмене вертикального плюма-пластины со средой из-за перехода части вещества (в основном – вещества среды) в теплое плотное состояние, можно трактовать как смежные впадины симметричных ОД-систем. Представляется, что для асимметричных ОД-систем смежные впадины обусловлены той же причиной, но искажены наклонным положением плюма-пластины под ОД. Наклонное положение плюма не устраняет образования общей впадины с переходом вещества при $t \sim t^2$ в теплое плотное состояние.

В модельной ситуации, когда ОД образована не единым плюмом-пластиной, а рядом примыкающих друг к другу отдельных разновремененно всплывших плюмов с одинаковой исходной плавучестью, следует ожидать, что уменьшение исходного поднятия (опускание островов) и ширина впадин стыка будут больше в той части дуги, которая возникла раньше.

В случае относительно медленного достижения плюмом наивысшей точки подъема (момент $t^0 = 0$ на рис. 3,б) его горизонтальный теплообмен со средой проявится уже при $t < t^0 = 0$. Из-за этого возможно начало перехода пограничного вещества в теплое плотное состояние и, как следствие, начало образования двух впадин стыка, в то время как основная масса плюма (в первую очередь – его центральная часть) еще всплывает (на последней стадии – с увеличением ΔH).

Представляет интерес расчет модельного профиля $\Delta H(x, t)$, реализующегося при остывании вертикального плюма-пластины в случае немонотон-

тонной $\bar{\rho}_H(\bar{T}_H)$ -зависимости H -слоев. Далее эта задача решается в упрощенном виде на примере воды (точнее, твердого вещества, обладающего аналогичной воде аномальной $\rho(T)$ -зависимостью).

2. Модельный рельеф в случае плоской тепловой волны, распространяющейся в веществе с аномальной зависимостью плотности от температуры

Используется прямоугольная система координат с осями x и z , направленными по горизонтали и вертикали плоскости рис. 3. В начальный момент времени $t = 0$ в интервалах $x < -x_0$ и $x > x_0$ ($x_0 = \text{const}$) температура водной среды равна T_0 , в интервале $-x_0 \leq x \leq x_0$, где расположен перегретый вертикальный слой воды (пластина), она равна $T_2 (> T_0)$. Как и выше, рассматривается только горизонтальный теплообмен вдоль оси x (краевыми эффектами, обусловленными конечностью высоты H и длины L пластины, пренебрегается).

Считается, что зависимость температуры $T(x, t)$ вертикальных H -слоев определяется обычным уравнением Фурье

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \chi \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (1)$$

где $\chi = \text{const}$. На границе $x = 0$ значение $\partial T / \partial x = 0$ (так как в силу симметрии задачи в этом сечении пластины поток тепла $q = -k \partial T / \partial x = 0$, k – коэффициент теплопроводности). Решение (1) соответствует интервалу $T_0 < T(x, t) < T_2$. Его результат приводится позже.

Если функция $\Delta H(T)$ в интервале $T_0 < T < T_2$ известна, то подстановка в нее $T(x, t)$ -распределения дает зависимость рельефа $\Delta H(x, t) = \Delta H(T(x, t))$ от x и t .

При определении функции $\Delta H(T)$ реализовалась следующая качественная процедура.

Полагается, что $\rho(T)$ -зависимость плотности вертикальных H -слоев имеет немонотонный, отраженный на рис. 4 вид. Температурам T_0 (среда), T_{MAX} , T_1 , T_2 (горячая пластина) соответствуют величины $\rho_0 = \rho(T_0)$, $\rho_{\text{MAX}} = \rho(T_{\text{MAX}}) > \rho_0$, $\rho_1 = \rho(T_1) = \rho_0$, $\rho_2 = \rho(T_2) < \rho_0$. Для воды $T_0 = 273$ К, $T_{\text{MAX}} = 277$ К, $T_1 = 281$ (хотя в общем случае это параметры). $T_2 (> T_1)$ – параметр, значения которого далее отвечают интервалу $\approx 281 - 293$ К.

Характеристики ρ_0 и ρ_{MAX} для воды известны, но в настоящем качественном подходе конкретные значения этих параметров не существенны. При увеличении T_2 (в интервале $T_2 > T_1$) значение $\rho_2 = \rho(T_2)$ уменьшается.

При определении ΔH над H -слоями используется формула гидростатики – $\Delta H = (1 - \rho / \rho_0)H$. В рассматриваемом случае $H = \text{const}$, но значение H не фиксировано. Поэтому далее учитывается только часть функции ΔH , зависящая от ρ . Эта зависимость определяется соотношением $\Delta H(\rho) = \Delta H_2'(\rho - \rho_0) / (\rho_2' - \rho_0)$, где $\rho_2' = \rho(T_2') = \text{const}$ – плотность H -слоя горячей воды при некотором избранном (опорном) значении $T_2 = T_2' = \text{const} > T_1$; $\Delta H_2' = \text{const} > 0$ – поднятие, отвечающее $\rho = \rho_2'$. Выбор значения T_2' произволен. Значение константы $\Delta H_2'$ также произвольно. При $\rho = \rho_0$ значение $\Delta H(\rho_0) = 0$. Так как $\rho_1 = \rho_0$, то также $\Delta H(\rho_1) = 0$. Определенному значению T_2 и соответствующему значению $\rho_2 = \rho(T_2)$ отвечает исходное поднятие $\Delta H_2(T_2) = \Delta H(\rho(T_2))$. С увеличением T_2 значение $\Delta H_2(T_2)$ увеличивается. Кроме интервала плотности $\rho_0 > \rho > \rho_2(T_2)$ (которому отвечает поднятие $\Delta H(\rho) > 0$), в рассматриваемом случае затрагивается также интервал $\rho_0 < \rho < \rho_{\text{MAX}}$ (рис. 4). Ему при условии $\Delta H(\rho_0) = 0$ соответствует впадина $\Delta H(\rho) < 0$. Значение $\Delta H_{\text{MIN}} = \Delta H(\rho_{\text{MAX}}) < 0$, достигаемое при плотности $\rho = \rho_{\text{MAX}}$ (реализуемой при $T = T_{\text{MAX}}$), является минимальным в этом интервале плотности ($|\Delta H_{\text{MIN}}|$ – максимальная глубина впадины).

Функциям $\rho(T)$ и $\Delta H(\rho)$ рассмотренного выше вида соответствует немонотонная $\Delta H(T) = \Delta H(\rho(T))$ -зависимость, которая при увеличении T от T_0 до T_2 ведет себя следующим образом – в интервале $T_0 - T_{\text{MAX}}$ (далее – температурная зона С) убывает от 0 до $\Delta H_{\text{MIN}} < 0$, в интервале $T_{\text{MAX}} - T_1$ (зона Б) возрастает от $\Delta H_{\text{MIN}} < 0$ до 0, в интервале $T_1 - T_2$ (зона А) возрастает от 0 до $\Delta H_2(T_2) > 0$. Спад и рост $\Delta H(T)$ -зависимости (с учетом поведения $\rho(T)$ -зависимости рис. 4 на отдельных участках и вида $\Delta H(\rho)$ -зависимости) происходят монотонно. Изменение T вблизи T_{MAX} не приводит к изменению $\rho(T)$ и $\Delta H(T)$ (так как $\beta = 0$). Совокупно интервалу $T_0 < T < T_1$ (где

$\rho_0 < \rho(T) < \rho_{\text{MAX}}$) отвечает впадина $\Delta H(T) < 0$ с максимальной глубиной $|\Delta H_{\text{MIN}}|$ (соответствующей $T = T_{\text{MAX}}$), диапазону $T_1 < T < T_2$ ($\rho_0 > \rho > \rho_2(T_2)$) – поднятие $\Delta H(T) > 0$ с максимальной высотой $\Delta H_2(T_2)$. На основе $\Delta H(T)$ -зависимости определяется модельный рельеф $\Delta H(x, t) = \Delta H(T(x, t))$.

Так как функции $\rho(T)$ и $\Delta H(\rho)$ определены только качественно (в частности, параметры ρ_0 , ρ_{MAX} , $\Delta H_2'(\rho_2')$ произвольны), то функция $\Delta H(T)$ также является качественной. Здесь, однако, важен только принципиальный вид ее поведения – наличие на участке $T_0 < T < T_2$ трех зон А (где $\Delta H(T) > 0$), Б ($\Delta H(T) < 0$) и С ($\Delta H(T) < 0$) и описанный выше характер изменения $\Delta H(T)$ -зависимости с увеличением T в каждой из этих зон. Пусть, например, функция $\Delta H(T)$ рассматриваемого вида задана неким вариантом $\Delta H_1(T)$. При $t = \text{const} \geq 0$ (значение константы произвольно) $T(x, t = \text{const})$ -распределение, соответствующее определенному начальному значению T_2 , расположено (в общем случае) в трех зонах А, Б и С, которым отвечают три фиксированных (при фиксированных значениях T_1 и T_{MAX}) x -интервала Δx^A , Δx^B и Δx^C . Вдоль каждого из них с изменением x рельеф $\Delta H_1(x, t = \text{const})$ изменяется в соответствии с поведением $\Delta H_1(T) = \Delta H_1(T(x, t = \text{const}))$ -зависимости в зонах А, Б и С. Пусть теперь вместо $\Delta H_1(T)$ -функции используется другая $\Delta H_2(T)$ -функция, которая по-прежнему в интервале $T_0 - T_{\text{MAX}}$ монотонно убывает от 0 до $\Delta H_{\text{MIN}} < 0$, в интервале $T_{\text{MAX}} - T_1$ монотонно возрастает от $\Delta H_{\text{MIN}} < 0$ до 0, в интервале $T_1 - T_2$ монотонно возрастает от 0 до $\Delta H_2(T_2) > 0$. При этом она по сравнению с $\Delta H_1(T)$ имеет, например, измененные значения $\Delta H_2(T_2) > 0$, $\Delta H_{\text{MIN}} < 0$ и отличается некоторыми «мелкими» деталями поведения в зонах А, Б, С (с сохранением монотонности). Такой переход от функции $\Delta H_1(T)$ к $\Delta H_2(T)$ не скажется на размерах А-, Б- и С-зон и соответственно на размерах x -интервалов Δx^A , Δx^B и Δx^C любого избранного для совместного рассмотрения $T(x, t = \text{const})$ -распределения. При этом качественный вид $\Delta H_2(x, t = \text{const})$ - и $\Delta H_1(x, t = \text{const})$ -распределений на x -интервалах

Δx^A , Δx^B и Δx^C рассматриваемой $T(x, t = \text{const})$ -кривой будет одинаков. Относительное положение двух произвольных $\Delta H_1(x, t = \text{const}_1)$ - и $\Delta H_1(x, t = \text{const}_2)$ -кривых также качественно воспроизведется относительным положением $\Delta H_2(x, t = \text{const}_1)$ - и $\Delta H_2(x, t = \text{const}_2)$ -кривых. То же самое относится к $\Delta H_2(x = \text{const}, t)$ - и $\Delta H_1(x = \text{const}, t)$ -распределениям, отвечающих определенному $T(x = \text{const}, t)$ -распределению. Переход к решению $T(x, t)$ при другом значении T_2 не изменяет этого вывода. Поэтому если, как далее, при решении задачи ограничиться вопросом о x -размерах поднятий и впадин при $t = \text{const}$, изменении x -размеров этих особенностей рельефа со временем t и их зависимостью от T_2 , рассматривая при этом рельеф в областях поднятия и впадины относительно принятых значений $\Delta H_2'(T_2') > 0$ и $\Delta H_{\text{MIN}} < 0$, то подобные отличия между $\Delta H_1(T)$ - и $\Delta H_2(T)$ -функциями не существенны. Ниже для определенности функция $\Delta H(T)$ считается заданной (например, графически).

Можно отметить, что если рассматриваемая здесь $\rho(T)$ -аномалия отсутствует (нет зон Б и С) и зона А (где $\beta > 0$) занимает весь интервал $T_0 < T < T_2$, то $T(x, t)$ -зависимости ($T_0 < T(x, t) < T_2$) соответствует $\Delta H(x, t) = \Delta H(T(x, t))$ -зависимость, которая при увеличении $T(x, t)$ от T_0 до T_2 монотонно возрастает от 0 до исходного значения $\Delta H_2(T_2) > 0$ (подобная ситуация отражена на рис. 3,а).

Далее вместо величин x, t, T используются безразмерные переменные $\xi = x/x_0$, $\tau = t/t_0$ ($t_0 = x_0^2/\chi$), $\theta = (T - T_0)/(T_2 - T_0)$. Функция $\theta(\xi, \tau)$ в момент $\tau = 0$ подчиняется начальному условию: $\theta = 1$ при $-1 \leq \xi \leq 1$ и $\theta = 0$ вне этого диапазона ξ . При $\xi = 0$ значение $\partial\theta/\partial\xi = 0$.

В безразмерных переменных решение (1), удовлетворяющее названным начальному и граничному условиям, имеет вид [39]

$$\theta(\xi, \tau) = \frac{1}{2} \left[\operatorname{erf} \left(\frac{1 - \xi}{2(\tau)^{0,5}} \right) + \operatorname{erf} \left(\frac{1 + \xi}{2(\tau)^{0,5}} \right) \right], \quad (2)$$

где $\operatorname{erf}(x) = \frac{2}{(\pi)^{0,5}} \int_0^x \exp(-\varepsilon^2) d\varepsilon$ – интеграл ошибок. Выражение (2) определяет функцию $\theta(\xi, \tau)$ при $\xi \geq 0$. При $\xi \leq 0$ решение симметрично.

На рис. 5 и 6 показаны $\theta(\xi, \tau = \text{const})$ -зависимости (2) в фиксированные моменты времени τ , равные $\tau^1 = 0,01$, $\tau^2 = 0,05, \dots, \tau^{12} = 10$. Они монотонно уменьшаются с увеличением ξ . Далее эти зависимости для краткости иногда называются $\theta(\xi, \tau^n)$ - или θ^n -зависимостями или кривыми ($n = 0, 1, 2, \dots$; $\theta(\xi, \tau^2)$ -зависимость, θ^3 -кривая и т. д.). θ^n -кривые пересекаются друг с другом. Значения θ в точках пересечения обозначены как θ^{23} (пересечение $\theta(\xi, \tau^2)$ - и $\theta(\xi, \tau^3)$ -кривых), θ^{36} (пересечение τ^3 - и τ^6 -кривых) и т. д. Некоторые из них указаны на рисунках. Координаты ξ этих точек имеют обозначения ξ^{23} , ξ^{36} и т. д. На двух θ^n -кривых рис. 5 и 6 в точке их пересечения значение ρ одинаковое.

Функция $\theta(T)$ при увеличении T от T_0 до T_2 монотонно возрастает от 0 и 1. Температурным параметрам T_{MAX} и T_1 соответствуют безразмерные параметры $\theta_{\text{MAX}} = (T_{\text{MAX}} - T_0)/(T_2 - T_0)$ и $\theta_1 = (T_1 - T_0)/(T_2 - T_0)$. Отрезок $\Delta H(T)$ -зависимости, отвечающий интервалу $T_0 < T < T_2$, с помощью функции $T(\theta)$, обратной $\theta(T)$, преобразуется к виду $\Delta H(T) = \Delta H(T(\theta)) = \Delta H(\theta)$. Функция $\Delta H(\theta)$ схематично изображена на рис. 7. При увеличении θ от 0 до 1 она имеет следующее поведение – в интервале $0 - \theta_{\text{MAX}}$ (отмечен на рис. 7 как зона С) убывает от 0 до $\Delta H_{\text{MIN}} < 0$, в интервале $\theta_{\text{MAX}} - \theta_1$ (зона Б) возрастает от $\Delta H_{\text{MIN}} < 0$ до 0, в интервале $\theta_1 - 1$ (зона А) возрастает от 0 до $\Delta H_2(T_2) > 0$. Вблизи θ_{MAX} (слева и справа от него) при изменении θ величина $\Delta H(\theta) \approx \text{const} = \Delta H_{\text{MIN}}$ (так как $d\rho/d\theta = 0$).

На рис. 7 диапазону $0 < \theta < \theta_1$ (зоны Б+С) отвечает впадина $\Delta H(\theta) < 0$ с максимальной глубиной $|\Delta H_{\text{MIN}}|$ при $\theta = \theta_{\text{MAX}}$, диапазону $\theta_1 < \theta < 1$ (зона А) – поднятие $\Delta H(\theta) > 0$ с максимальной высотой $\Delta H_2(T_2) = \Delta H_2(\theta = 1)$.

На основе $\Delta H(\theta)$ -зависимости рис. 7 и функции $\theta(\xi, \tau)$ (2) определяется модельный рельеф $\Delta H(\xi, \tau) = \Delta H(\theta(\xi, \tau))$.

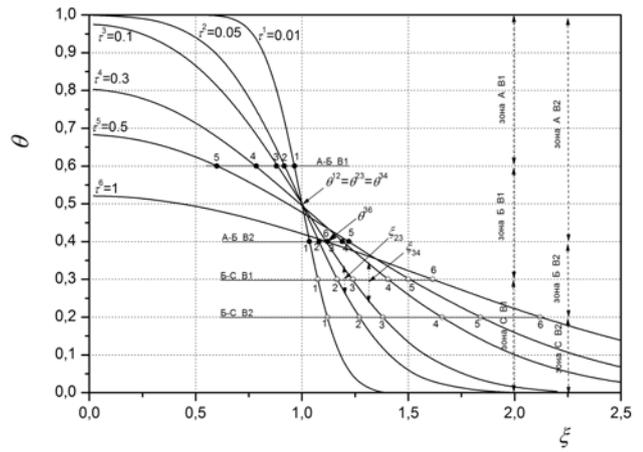


Рис. 5. Зависимости температуры θ от координаты ξ в моменты времени $\tau^1 - \tau^6$. Обозначения А–Б В1 и А–Б В2 указывают на соответствие черных кружков положению границы А–Б для В1- и В2-вариантов, обозначения Б–С В1 и Б–С В2 указывают на соответствие светлых кружков положению границы Б–С для В1- и В2-вариантов. Остальные пояснения в тексте

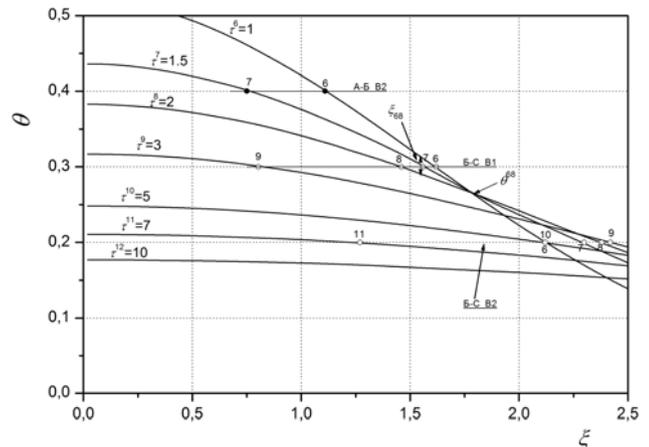


Рис. 6. Аналогично рис. 5 в моменты времени $\tau^6 - \tau^{12}$. Пояснения в тексте

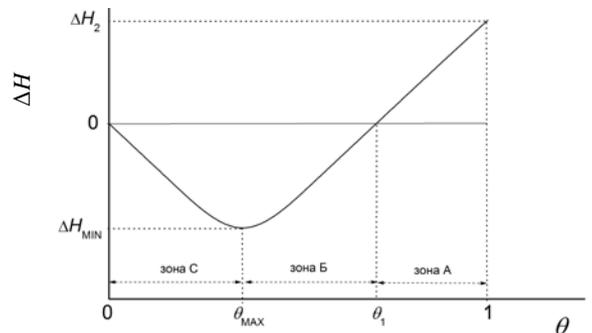


Рис. 7. Качественная зависимость уровня поверхности ΔH от температуры θ . Пояснения в тексте

Далее, при фиксированных параметрах $T_0 = 273$ К, $T_{MAX} = 277$ К, $T_1 = 281$ К, рассматриваются несколько модельных вариантов с разными значениями T_2 . Наиболее подробно анализируются два варианта при $T_2 = 286,3$ К (вариант В1; умеренная начальная плавучесть горячей пластины) и при $T_2 = 293$ К (вариант В2; повышенная плавучесть горячей пластины). В1-вариант характеризуют параметры $\theta_{MAX} = 0,3$ и $\theta_1 = 0,6$, В2-вариант – $\theta_{MAX} = 0,2$ и $\theta_1 = 0,4$.

При сохранении общего, отраженного на рис. 7, характера поведения $\Delta H(\theta)$ -зависимости, главные отличительные особенности отвечающих В1- и В2-вариантам $\Delta H_{В1}(\theta)$ - и $\Delta H_{В2}(\theta)$ -зависимостей определяются значениями параметров θ_{MAX} , θ_1 (при фиксированных значениях T_0 , T_{MAX} и T_1 они зависят только от T_2) и $\Delta H_2(\theta = 1) = \Delta H_2(T_2)$. Отвечающее им значение $\Delta H_{MIN} = \text{const}$, так как $T_{MAX} = \text{const}$.

Интервал $0 \leq \theta \leq 1$ рис. 5 и 6 состоит из трех температурных зон А, Б и С, выделенных на рис. 7. Для модельных вариантов В1 и В2 их размеры отражены на рис.5.

Как видно из рис. 5 и 6, при сравнительно малом времени $\tau < \tau_{AB}$ (значение $\tau_{AB} = \tau_{AB}(\theta_1)$ определяется размером зоны А) $\theta(\xi, \tau^n)$ -кривые содержат три отрезка А, Б и С, температура θ на которых отвечает зонам А, Б и С (соответствие θ на отрезке А зоне А может быть как полным, так и частичным, на отрезках Б и С охват зон Б и С полный). При промежуточном времени $\tau_{AB} < \tau < \tau_{BC}$ (значение $\tau_{BC} = \tau_{BC}(\theta_{MAX})$ определяется размером зоны С) $\theta(\xi, \tau^n)$ -кривые состоят из двух отрезков Б и С (на отрезке Б зона Б может быть охвачена полностью или частично, соответствие зоне С – полное). При $\tau > \tau_{BC}$ $\theta(\xi, \tau^n)$ -кривые содержат один отрезок С, с полным или частичным соответствием θ зоне С. Как видно из рис. 5 и 6, в В1-варианте ($\theta_1 = 0,6$, $\theta_{MAX} = 0,3$) – $\tau_{AB} \approx \tau^5 \div \tau^6$, $\tau_{BC} \approx \tau^9 \div \tau^{10}$, в В2-варианте ($\theta_1 = 0,4$, $\theta_{MAX} = 0,2$) – $\tau_{AB} \approx \tau^7 \div \tau^8$, $\tau_{BC} \approx \tau^{11} \div \tau^{12}$.

В конкретном варианте (В1, В2 и др.) при переходе от одной θ^n -кривой к другой (изменении τ^n) изменяется положение ξ -границ отрезков А и Б (граница А–Б) и отрезков Б и С (граница Б–С). Положение границы А–Б в моменты времени

$\tau = \tau^1, \tau^2, \tau^3 \dots$ для вариантов В1 и В2 изображено на рис. 5 и 6 черными кружками 1, 2, 3..., расположенными на горизонталях $\theta = \theta_1 = 0,6$ и $\theta = \theta_1 = 0,4$ соответственно. Перемещение границы Б–С для вариантов В1 и В2 отражено на этих рисунках светлыми кружками 1, 2, 3..., расположенными на горизонталях $\theta = \theta_{MAX} = 0,3$ и $\theta = \theta_{MAX} = 0,2$ соответственно. Вместе с положением границ А–Б и Б–С изменяются также размер ξ -интервала (проекция на ось ξ) отрезков А, Б и С (вплоть до нуля при исчезновении отрезков А и Б) и при частичном перекрытии отрезком зоны размер его θ -интервала (проекция на ось θ). Поскольку деление θ^n -кривых на А-, Б-, С-отрезки зависит от размера А-, Б-, С-зон, то в различных модельных вариантах (В1, В2 и др.) преобразование со временем размеров ξ - и θ -интервалов этих отрезков происходит по-разному.

Согласно рис. 7 в температурной зоне А величина $\Delta H(\theta) > 0$, в зонах Б и С – $\Delta H(\theta) < 0$, на стыке зон А и Б – $\Delta H(\theta_1) = 0$, на стыке зон Б и С – $\Delta H(\theta_{MAX}) = \Delta H_{MIN} < 0$. В соответствии с этим на определенной $\theta(\xi, \tau^n)$ -кривой рис. 5 и 6 ее отрезку А (на его ξ -интервале) отвечает поднятие $\Delta H(\xi, \tau^n) > 0$, ее отрезкам Б и С – впадины $\Delta H(\xi, \tau^n) < 0$, на границе А–Б – $\Delta H(\xi, \tau^n) = 0$, на границе Б–С – $\Delta H(\xi, \tau^n) = \Delta H_{MIN} < 0$.

При $\tau < \tau_{BC}$, когда на θ^n -кривых рис. 5 и 6 отрезки Б и С реализуются совместно (с А-отрезком или без него), соответствующие им впадины в сумме составляют одну из рассмотренных выше (рис. 3,б, $t \sim t^1$) модельных впадин стыка (вторая впадина стыка соответствует симметричному (2) решению при $\xi \leq 0$). Их граница Б–С, где реализуется минимум $\Delta H(\xi, \tau^n)$ -зависимости $\Delta H_{MIN} < 0$ (максимум впадины стыка глубиной $|\Delta H_{MIN}|$), является модельным аналогом оси ГЖ для симметричных ОД. При $\tau < \tau_{AB}$ на θ^n -кривых граница А–Б является границей поднятие-впадина стыка ($\Delta H(\xi, \tau^n) = 0$). При $\tau > \tau_{AB}$, когда А-отрезок на θ^n -кривых исчезает, две впадины стыка образуют общую впадину с двумя симметричными максимумами (глубиной $|\Delta H_{MIN}|$), каждый из которых соответствует границе Б–С. При $\tau > \tau_{BC}$, когда θ^n -кривые содержат один С-отрезок, минимум $\Delta H(\xi, \tau^n)$ -зависимости

расположен (см. далее) при $\xi = 0$, что соответствует реализации общей чашеподобной впадины (подобная ситуация отражена на рис. 3,б при $t \sim t^2$). Ее глубина ($\leq |\Delta H_{\text{MIN}}|$) уменьшается со временем τ .

Как видно из рис. 5 и 6, вдоль отрезков А, Б и С любой θ^n -кривой при увеличении ξ значение θ только уменьшается. Это с учетом отраженного на рис. 7 характера изменения величины $\Delta H(\theta)$ с уменьшением θ в температурных зонах А, Б и С отвечает следующему поведению $\Delta H(\xi, \tau^n)$ -зависимостей вдоль $\theta(\xi, \tau^n)$ -кривых рис. 5 и 6 с увеличением координаты ξ в диапазоне $\xi \geq 0$. При $\tau < \tau_{\text{AB}}$ вдоль А-отрезка значение $\Delta H(\xi, \tau^n)$ уменьшается от начального значения $\Delta H(\xi = 0, \tau^n) > 0$ (отвечающего значению $\theta(\xi = 0, \tau^n) > \theta_1$) до 0 (соответствует $\theta = \theta_1$ на границе А–Б), вдоль Б-отрезка значение $\Delta H(\xi, \tau^n)$ уменьшается от 0 до минимального значения $\Delta H_{\text{MIN}} < 0$ (отвечает $\theta = \theta_{\text{MAX}}$ на границе В–С), вдоль С-отрезка значение $\Delta H(\xi, \tau^n)$ увеличивается от $\Delta H_{\text{MIN}} < 0$ до ≈ 0 (ноль реализуется при конечном значении ξ , которое отвечает условию $\theta \approx 0$ на рассматриваемой θ^n -кривой). Вблизи границы Б–С $\Delta H(\xi, \tau^n) \approx \Delta H_{\text{MIN}} = \text{const}$. Например, в варианте В1 вдоль $\theta(\xi, \tau^2)$ -кривой рис. 5 $\Delta H(\xi)$ -зависимость уменьшается от значения $\Delta H_2(\theta = 1) = \Delta H_2(T_2)$ до 0 на ξ -участке, расположенном от $\xi = 0$ до значения координаты ξ черного кружка 2 на горизонтали $\theta = \theta_1 = 0,6$ рис. 5, далее она уменьшается от 0 до $\Delta H_{\text{MIN}} < 0$ при значении координаты ξ светлого кружка 2 на горизонтали $\theta = \theta_{\text{MAX}} = 0,3$ рис. 5, после чего увеличивается от $\Delta H_{\text{MIN}} < 0$ до 0. При $\tau_{\text{AB}} < \tau < \tau_{\text{BC}}$ вдоль Б-отрезка значение $\Delta H(\xi, \tau^n)$ уменьшается от $\Delta H(\xi = 0, \tau^n) < 0$ (отвечает значению $\theta(\xi = 0, \tau^n) < \theta_1$) до $\Delta H_{\text{MIN}} < 0$, затем вдоль С-отрезка значение $\Delta H(\xi, \tau^n)$ увеличивается от $\Delta H_{\text{MIN}} < 0$ до ≈ 0 . При $\tau > \tau_{\text{BC}}$ вдоль С-отрезка значение $\Delta H(\xi, \tau^n)$ увеличивается от $\Delta H(\xi = 0, \tau^n) < 0$ (отвечает $\theta(\xi = 0, \tau^n) < \theta_{\text{MAX}}$) до 0. Этот случай соответствует образованию упоминавшейся выше общей чашеподобной впадины. Граничные характеристики $\Delta H(\xi = 0, \tau^n)$ определяются на основе

$\Delta H(\theta)$ -зависимости ($\Delta H_{\text{B1}}(\theta)$ для В1- и $\Delta H_{\text{B2}}(\theta)$ для В2-варианта) рис. 7 по величинам $\theta(\xi = 0, \tau^n)$ на рис. 5 и 6.

При определенном значении $\xi = \text{const}$ взаимное расположение двух соседних $\Delta H(\xi, \tau^{n+1})$ - и $\Delta H(\xi, \tau^n)$ -зависимостей, отвечающих двум соседним $\theta(\xi, \tau^{n+1})$ - и $\theta(\xi, \tau^n)$ -кривым на рис. 5 и 6 (например, θ^3 - и θ^2 -кривым на рис. 5), определяется совместно двумя факторами. Первый – это знак разницы температур $\Delta \theta^{n+1, n}(\xi) = \theta(\xi, \tau^{n+1}) - \theta(\xi, \tau^n)$ при рассматриваемом значении $\xi = \text{const}$ на θ^{n+1} - и θ^n -кривой. Вторым фактором – то, в каком из трех температурных интервалов $\theta > \theta_{\text{MAX}}$, $\theta < \theta_{\text{MAX}}$, $\theta \approx \theta_{\text{MAX}}$ происходит данное изменение $\Delta \theta^{n+1, n}(\xi)$. От этого, как видно из рис. 7, зависит производная $d\Delta H(\theta)/d\theta$ (положительна при $\theta > \theta_{\text{MAX}}$, отрицательна при $\theta < \theta_{\text{MAX}}$ и ≈ 0 при $\theta \approx \theta_{\text{MAX}}$), примерно равная изменению величин в конечных разностях. Температурный интервал можно установить по соотношению средней температуры $\theta(\xi, \tau^{n+0,5}) \approx (\theta(\xi, \tau^{n+1}) + \theta(\xi, \tau^n))/2$ с температурным параметром θ_{MAX} . Если $\Delta \theta^{n+1, n}(\xi) < 0$ и $\theta(\xi, \tau^{n+0,5}) > \theta_{\text{MAX}}$, то $\Delta H(\xi, \tau^{n+1})$ -зависимость расположена ниже $\Delta H(\xi, \tau^n)$ -зависимости (опускание уровня поверхности на рассматриваемом ξ -участке за промежуток времени $\tau^{n+1} - \tau^n$). Такая ситуация реализуется, например, для В1-варианта на θ^3 - и θ^2 -кривых рис. 5 в интервале $0 < \xi < 1$. В случае $\Delta \theta^{n+1, n}(\xi) > 0$ и $\theta(\xi, \tau^{n+0,5}) > \theta_{\text{MAX}}$, $\Delta H(\xi, \tau^{n+1})$ -кривая проходит выше $\Delta H(\xi, \tau^n)$ -кривой (подъем поверхности за промежуток $\tau^{n+1} - \tau^n$). В В1-варианте на θ^3 - и θ^2 -кривых рис. 5 данный случай реализуется на участке ξ , левая граница которого определяется $\xi = 1$, правая – значением координаты ξ светлой точки 2 на горизонтали $\theta = \theta_{\text{MAX}} = 0,3$. При $\Delta \theta^{n+1, n}(\xi) > 0$ и $\theta(\xi, \tau^{n+0,5}) < \theta_{\text{MAX}}$, $\Delta H(\xi, \tau^{n+1})$ -зависимость расположена ниже $\Delta H(\xi, \tau^n)$ -зависимости (опускание участка за промежуток $\tau^{n+1} - \tau^n$). В В1-варианте на θ^3 - и θ^2 -кривых это имеет место на участке ξ , распо-

ложенном справа от значения ξ , соответствующего светлой точке 3 на горизонтали $\theta = \theta_{\text{MAX}} = 0,3$.

При $\Delta\theta^{n+1,n}(\xi) < 0$ и $\theta(\xi, \tau^{n+0,5}) < \theta_{\text{MAX}}$ соотношение $\Delta H(\xi)$ -зависимостей обратно последнему случаю. Когда $\Delta\theta^{n+1,n}(\xi) > 0$ и $\theta(\xi, \tau^{n+0,5}) \approx \theta_{\text{MAX}}$, значение $\Delta H(\xi, \tau^{n+1}) \approx \Delta H(\xi, \tau^n)$ (уровень поверхности постоянен). Такая ситуация в В1-варианте на θ^3 - и θ^2 -кривых имеет место при отмеченном на рис. 5 значении $\xi = \xi_{23}$ (обоюдоострая стрелка, концы которой упираются в эти кривые). Если $\Delta\theta^{n+1,n}(\xi) < 0$ и $\theta(\xi, \tau^{n+0,5}) \approx \theta_{\text{MAX}}$, то также $\Delta H(\xi, \tau^{n+1}) \approx \Delta H(\xi, \tau^n)$.

Далее, с учетом рассмотренных выше особенностей поведения $\Delta H(\xi, \tau^n)$ -зависимостей вдоль $\theta(\xi, \tau^n)$ -кривых (при различных соотношениях τ с τ_{AB} и τ_{BC}) и взаиморасположения соседних $\Delta H(\xi, \tau^{n+1})$ - и $\Delta H(\xi, \tau^n)$ -зависимостей при $\xi = \text{const}$, обсуждается рельеф $\Delta H(\xi)$ в различные моменты $\tau = \tau^1, \tau^2, \tau^3 \dots$ для В1- и В2-вариантов (и некоторых других).

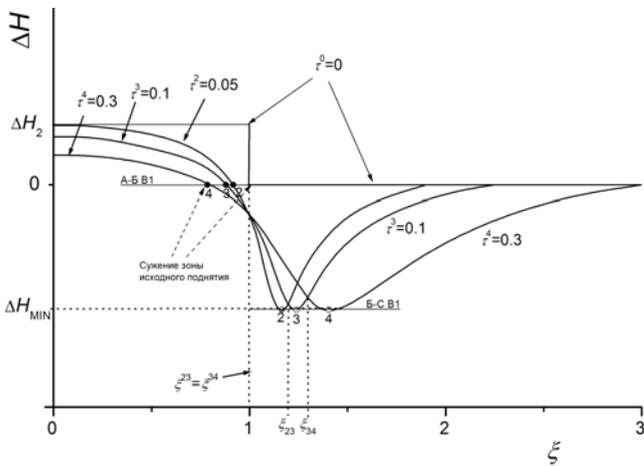


Рис. 8. Зависимости рельефа ΔH от координаты ξ для модельного В1-варианта (умеренная начальная плавучесть горячей пластины) в моменты времени $\tau^0, \tau^2, \tau^3, \tau^4$. Масштаб по вертикальной оси является качественным. Символами А-Б В1 и Б-С В1 отражено соответствие кружков 2, 3, 4 данного рисунка кружкам 2, 3, 4 на границах А-Б и Б-С для В1-варианта, показанных на рис. 5. Остальные пояснения в тексте

На рис. 8 показаны $\Delta H(\xi)$ -зависимости в исходный момент времени $\tau^0 = 0$ и моменты времени $\tau = \tau^2, \tau^3, \tau^4$ для В1-варианта. Отсутствующая

на нем зависимость при $\tau = \tau^1$ (и меньших) подобна трем последним. На рис. 8 черные кружки 2, 3, 4, расположенные на горизонтали $\Delta H = 0$, соответствуют черным кружкам 2, 3, 4 на горизонтали $\theta = \theta_1 = 0,6$ рис. 5 (граница А-Б), светлые кружки 2, 3, 4 в минимумах $\Delta H(\xi)$ -зависимостей – светлым кружкам 2, 3, 4 на горизонтали $\theta = \theta_{\text{MAX}} = 0,3$ рис. 5 (граница Б-С). $\Delta H(\xi)$ -кривые, отвечающие моментам $\tau = \tau^2, \tau^3, \tau^4$, пересекаются при значении $\xi \approx \xi_{23} \approx \xi_{34} \approx 1$, что является следствием пересечения при $\xi \approx 1$ на рис. 5 θ^n -кривых, соответствующих данным моментам τ . Поскольку пересечение имеет место при $\theta \approx 0,5 < \theta_1 = 0,6$ (θ отвечает Б-отрезкам θ^2 -, θ^3 - и θ^4 -кривых), то ему на рис. 8 отвечает значение $\Delta H(\xi = 1) < 0$. За промежуток времени $\Delta\tau = \tau^2 - \tau^0$ изменение $\Delta H(\xi)$ -профиля на рис.8 состоит в следующем. На первом участке $0 < \xi < 1$ величина $\Delta H(\xi)$ уменьшилась, что связано с уменьшением (при $\xi = \text{const}$) в волне охлаждения величины θ (оно разное для различных H -слоев), которое происходит в интервале $\theta > \theta_{\text{MAX}} = 0,3$. При этом в интервале от $\xi = 1$ до значения ξ , отвечающего черному кружку 2 (на горизонтали $\theta = \theta_1 = 0,6$ рис. 5 и на рис. 8), в волне охлаждения выполняется условие $0,5 < \theta < \theta_1 = 0,6$ (θ отвечает Б-отрезку θ^2 -кривой), вследствие чего в этом интервале ξ значение $\Delta H(\xi) < 0$. На втором участке $1 < \xi < 1,9$ (его правая граница отвечает $\theta \approx 0$ на θ^2 -кривой рис. 5) за время $\Delta\tau = \tau^2 - \tau^0$ уровень поверхности понизился из-за перевода волной нагрева H -слоев в теплое плотное состояние (на θ^2 -кривой рис. 5 значения $0 < \theta < 0,5 < \theta_1 = 0,6$, они отвечают Б- и С- отрезкам θ^2 -кривой). Максимальное понижение поверхности $\Delta H_{\text{MIN}} < 0$ реализуется при значении координаты ξ светлого кружка 2 на рис.8 (где $\theta = \theta_{\text{MAX}} = 0,3$). Преобразование $\Delta H(\xi)$ -зависимости за более короткое время, например $\Delta\tau = \tau^1 - \tau^0$, аналогично описанному в случае $\Delta\tau = \tau^2 - \tau^0$. За промежуток времени $\Delta\tau = \tau^3 - \tau^2$ изменение $\Delta H(\xi)$ -профиля на рис. 8 состоит в понижении уровня поверхности на участке $0 < \xi < 1$, его повышении на участке $1 < \xi < \xi_{23}$ и снова понижении на участке $\xi > \xi_{23}$. Указанная на рис. 8 координата ξ_{23} отвечает второму пересечению (первое – при $\xi \approx 1$)

$\Delta H(\xi)$ -зависимостей, относящихся к моментам τ^2 и τ^3 . Оно обусловлено равенством ρ на θ^2 - и θ^3 -кривых рис. 5, которое имеет место при выполнении обсуждавшегося выше условия $\theta(\xi, \tau^{2+0,5}) = \theta_{\text{MAX}} = 0,3$ (пометка ξ_{23} на рис. 5). Совокупное преобразование рельефа $\Delta H(\xi)$ на рис. 8 за время $\Delta\tau = \tau^3 - \tau^2$ состоит в уменьшении среднего поднятия (с некоторым сужением зоны поднятия $\Delta H(\xi) > 0$ из-за уменьшения размера ξ -интервала А-отрезка θ^3 -кривой по сравнению с его величиной на θ^2 -кривой – черный кружок 2 переходит в черный кружок 3) и общем расширении впадины стыка, которое происходит при увеличении размера ξ -интервала обоих Б- и С-отрезков (при $\tau = \tau^3$ правая граница впадины стыка расположена при $\xi \approx 2,2$). При сохранении максимальной глубины $|\Delta H_{\text{MIN}}|$ расширение впадины стыка сопровождается ее средним углублением. Граница Б–С (светлые кружки 2 и 3 на рис. 8) за $\Delta\tau = \tau^3 - \tau^2$ удалилась от центра системы $\xi = 0$ (максимум впадины стыка движется центробежно). Преобразование $\Delta H(\xi)$ -зависимости за время $\Delta\tau = \tau^4 - \tau^3$ подобно описанному выше за $\Delta\tau = \tau^3 - \tau^2$ (указанная на рис. 8 и 5 координата ξ_{34} аналогична ξ_{23} ; в момент τ^4 правая граница впадины стыка расположена при $\xi \approx 3,0$). Можно отметить, что если рассматривать дифференциальное изменение профиля $\Delta H(\xi)$ за короткий промежуток времени, например, $\Delta\tau = \tau^{3a} - \tau^3$ (τ^{3a} чуть больше τ^3), то оно будет состоять в опускании участка $0 < \xi < 1$ (следствие уменьшения при $\xi \approx \text{const}$ в волне охлаждения значения θ , происходящего в диапазоне $\theta > \theta_{\text{MAX}} = 0,3$), подъеме участка $1 < \xi < \xi_3$ (ξ_3 – координата светлого кружка 3 на рис. 8; подъем обусловлен увеличением при $\xi \approx \text{const}$ в волне нагрева значения θ при $\theta > \theta_{\text{MAX}} = 0,3$) и опускании участка $\xi > \xi_3$ (следствие увеличения при $\xi \approx \text{const}$ в волне нагрева θ при $\theta < \theta_{\text{MAX}} = 0,3$).

На рис. 9 изображены $\Delta H(\xi)$ -зависимости для В2-варианта в те же, что и на рис. 8, моменты τ . На нем черные кружки 2, 3, 4 соответствуют черным кружкам 2, 3, 4 на горизонтали $\theta = \theta_1 = 0,4$ рис. 5 (граница А–Б), светлые кружки 2, 3, 4 – светлым кружкам 2, 3, 4 на горизонтали $\theta = \theta_{\text{MAX}} = 0,2$ рис. 5 (граница Б–С). Поскольку во

значению T_2 В2-вариант является более высокотемпературным по сравнению с В1, то это качественно отражено более высоким ΔH_2 на рис. 9 по сравнению с рис. 8. На рис. 9 значения ξ_{23} и ξ_{34} соответствуют реализации условий $\theta(\xi, \tau^{2+0,5}) = \theta_{\text{MAX}} = 0,2$ и $\theta(\xi, \tau^{3+0,5}) = \theta_{\text{MAX}} = 0,2$. Преобразование $\Delta H(\xi)$ -зависимости за промежутки времени $\Delta\tau = \tau^3 - \tau^2$ и $\Delta\tau = \tau^4 - \tau^3$ на рис. 9 в основном подобно отраженному на рис. 8. Главное качественное отличие В2- от В1-варианта состоит в том, что в нем значение $\Delta H(\xi = 1) > 0$ и граница А–Б (черные кружки 2, 3, 4 на рис. 9) движется центробежно (в В1-варианте на рис. 8 – центростремительно), вследствие чего зона поднятия $\Delta H(\xi) > 0$ несколько расширяется со временем по сравнению с исходной при $0 < \xi < 1$ (из-за этого при одинаковых τ ξ -размер впадины стыка в В2-варианте меньше чем в В1). Эти две особенности обусловлены более низким значением $\theta_1 = 0,4$ (из-за повышенного T_2) в В2-варианте по сравнению со значением $\theta_1 = 0,6$ в В1-варианте, вследствие чего в небольшой части волны нагрева (несколько правее точки $\xi = 1$, где согласно рис. 5 $\theta \approx 0,5$) реализуется условие положительной плавучести $\theta > \theta_1 = 0,4$ (А-отрезки θ^2 -, θ^3 - и θ^4 - кривых на рис. 5). Можно отметить, что в промежуточном между В1 и В2 варианте В3, когда $\theta_1 = 0,5$, $\theta_{\text{MAX}} = 0,25$ ($T_2 = 289$ К), граница А–Б во время $\tau \approx \tau^0 \div \tau^4$ расположена при $\xi \approx 1$ (стоит на одном месте).

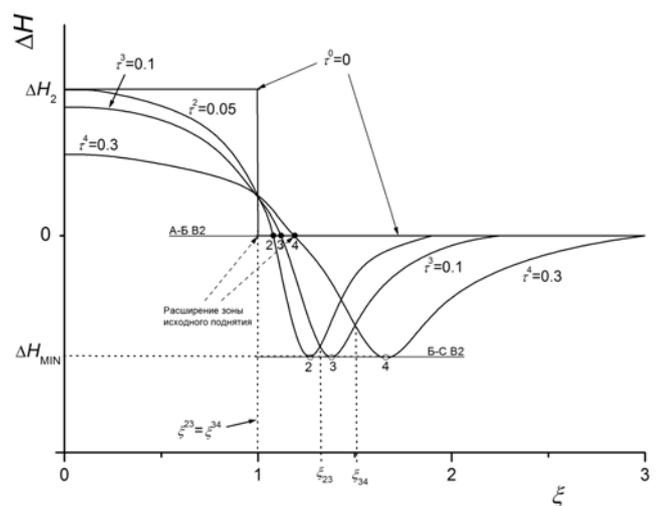


Рис. 9. Аналогично рис. 8 для В2-варианта (повышенная начальная плавучесть горячей пластины).
Пояснения в тексте

Как видно из рис. 5, 8 и 9 при $\tau \approx \tau^0 \div \tau^4$ в варианте В1 с относительно высоким $\theta_{\text{МАХ}} = 0,4$ (малое T_2) скорость перемещения границы Б–С меньше, чем в варианте В2. При фиксированном в указанном диапазоне значений τ , меньшую протяженность имеет и второй участок относительно подъема поверхности $\Delta\xi_{\text{УР}}$. Например, когда $\tau = \tau^3$, в В1-варианте согласно рис. 8 $\Delta\xi_{\text{УР}} = 0,24$, а в В2-варианте согласно рис. 9 $\Delta\xi_{\text{УР}} = 0,38$. При дополнительном увеличении $\theta_{\text{МАХ}}$ (уменьшении T_2) эти характеристики становятся еще меньше. В крайнем В4-варианте с $\theta_{\text{МАХ}} \approx 0,5$, $\theta_1 \approx 1$ (T_2 чуть больше $T_1 = 281$ К) пересечение $\theta^1 - \dots - \theta^4$ -кривых с горизонталью $\theta = \theta_{\text{МАХ}} \approx 0,5$ на рис. 5 имеет место при $\xi \approx 1$. То есть в данном случае во время $\tau \approx \tau^0 \div \tau^4$ граница Б–С неподвижна. При этом $\Delta\xi_{\text{УР}} \approx 0$. $\Delta H(\xi)$ -зависимости для этого варианта в моменты $\tau = \tau^0, \tau^2, \tau^3, \tau^4$ показаны на рис. 10. Исходное небольшое поднятие ΔH_2 исчезает очень быстро (при $\tau > \tau^3$ на всех θ^n -кривых рис. 5 значение θ ощутимо меньше 1). Впадина стыка расширяется и углубляется за счет опускания как левого $\xi < 1$ (следствие уменьшения в волне охлаждения при $\xi = \text{const}$ значения θ в диапазоне $\theta > \theta_{\text{МАХ}} \approx 0,5$), так и правого $\xi > 1$ (следствие возрастания в волне охлаждения при $\xi = \text{const}$ значения θ в диапазоне $\theta < \theta_{\text{МАХ}} \approx 0,5$) бортов.

При $\tau > \tau^4$ в В1-варианте рельеф $\Delta H(\xi)$ изменяется следующим образом. Как видно из рис. 5, до $\tau \approx \tau^5 \div \tau^6$ граница А–Б движется центростремительно, граница Б–С – центробежно. Среднее поднятие на А-отрезках и размер их ξ -интервала уменьшаются, впадина стыка расширяется. При $\tau = \tau_{\text{АБ}} \approx \tau^5 \div \tau^6$ А-отрезок исчезает и образуется, как уже отмечалось выше, одна общая впадина с двумя симметричными максимумами глубиной $|\Delta H_{\text{МИН}}|$. При $\tau \approx \tau^6$ центробежное движение границы Б–С сменяется на центростремительное (см. положение светлых кружков 6–9 на горизонтали $\theta = \theta_{\text{МАХ}} = 0,3$ рис. 6). Смена режима движения связана с тем, что в среде правее точки разворота границы Б–С условие наличия максимума впадины $\theta = \theta_{\text{МАХ}} = 0,3$ ($T = T_{\text{МАХ}}$) нигде не реализуется (из-за ограниченного количества тепла в исходной горячей пластине, она не может прогреть всю

среду до $T = T_{\text{МАХ}}$), в точке разворота оно осуществляется единожды, в интервале от точки разворота до $\xi = 1$ достигается повторно (теперь θ приходит к $\theta_{\text{МАХ}} = 0,3$ сверху), в интервале $0 < \xi < 1$ достигается однократно (при уменьшении θ от начального значения 1). В тепловой волне вблизи точки разворота скорость перемещения состояния, характеризуемого $\theta = \theta_{\text{МАХ}} = 0,3$, близка к нулю (так же как для состояния $\theta = \theta_{\text{МАХ}} = 0,5$ в точке $\xi \approx 1$ на рис. 10 для В4-варианта), состояния же с другими θ (большими и меньшими $\theta_{\text{МАХ}}$) распространяются с конечной (разной в зависимости от ξ) скоростью. Поэтому во время смены типа движения $\Delta H(\xi)$ -зависимость практически не изменяется вблизи точки разворота и значительно модифицируется на удалении (влево и вправо) от нее. При этом впадина стыка расширяется за счет опускания обоих ее бортов (качественно так же, как на рис. 10 в В4-варианте). На рис. 11 показаны $\Delta H(\xi)$ -зависимости при $\tau = \tau^6, \tau^8, \tau^{10}$ для рассматриваемого В1-варианта. Изменение рельефа $\Delta H(\xi)$ за промежуток времени $\Delta\tau = \tau^8 - \tau^6$ состоит в том, что уровень поверхности на участке $0 < \xi < \xi_{68}$ понизился (координата ξ_{68} на рис. 6 аналогична ξ_{23} на рис. 5), на участке $\xi_{68} < \xi < \xi^{68}$ повысился и на участке $\xi > \xi^{68}$ опять понизился. Общая впадина расширилась. В момент времени $\tau = \tau^{10}$ максимум этой впадины находится в точке $\xi = 0$ (на θ^{10} -кривой реализуется один С-отрезок). Общая впадина приобретает чашеобразный вид. В дальнейшем ($\tau > \tau^{10}$) она все более расширяется с уменьшением значения $|\Delta H(\xi = 0)|$ от $|\Delta H_{\text{МИН}}|$ до 0 (при $\tau \rightarrow \infty$).

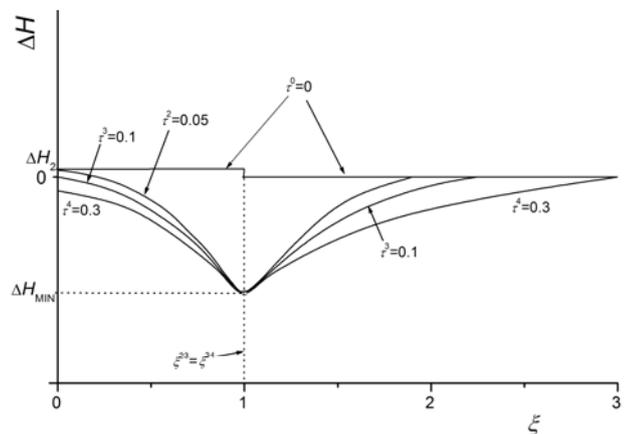


Рис. 10. Аналогично рис. 8 для В4-варианта (пониженная начальная плавучесть горячей пластины). Пояснения в тексте

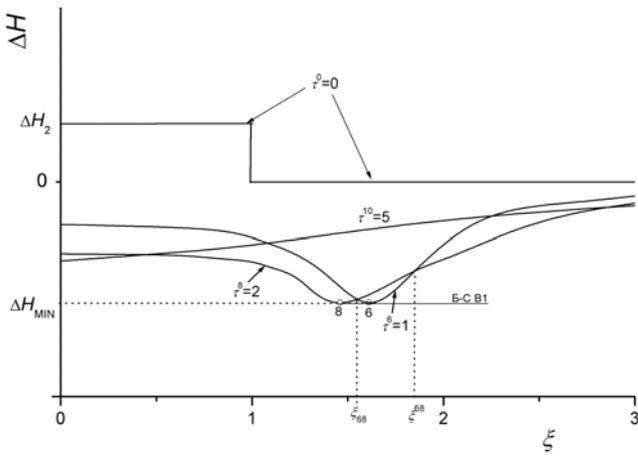


Рис. 11. Аналогично рис. 8 в моменты времени τ^0 , τ^6 , τ^8 , τ^{10} . Символом Б-С В1 отражено соответствие кружков 6, 8 данного рисунка кружкам 6, 8 на границе Б-С для В1-варианта, показанной на рис. 6. Остальные пояснения в тексте

В В2-варианте граница А-Б движется центростремительно до $\tau \approx \tau^5$, после этого – центростремительно (см. черные кружки 4–7 на горизонтали $\theta = \theta_1 = 0,4$ рис. 5 и 6). Ее разворот обусловлен невозможностью прогрева пластиной всей среды до $T = T_1$ (в В1-варианте среда вообще нигде не нагревается до $T = T_1$, вследствие чего граница А-Б сразу движется центростремительно). Центробежное движение границы Б-С в В2-варианте сменяется на центростремительное при $\tau \approx \tau^8 \div \tau^9$ (см. положение светлых кружков 7–11 на горизонтали $\theta = \theta_{MAX} = 0,2$ рис. 6). Координата ξ точки разворота границы Б-С больше координаты точки разворота границы А-Б, поскольку до значения $T = T_{MAX}$ прогревается более значительная область среды, чем до $T = T_1$. Время разворота границы Б-С и удаление ее точки разворота от границы $\xi = 1$ в В2-варианте больше, чем в В1. В нем также больше рассмотренное выше время исчезновения А-отрезка τ_{AB} и Б-отрезка τ_{BC} . Это связано с более низкими значениями θ_{MAX} и θ_1 (из-за высокого значения T_2), вследствие чего в В2-варианте волной нагрева до температуры T_{MAX} прогревается более значительная часть среды, а остывание центра ($\xi = 0$) пластины до температур T_1 и T_{MAX} , отвечающих нейтральной и минимальной отрицательной плавучести, происходит дольше.

Рассмотренные выше В-варианты исчерпывают все принципиально возможные для воды

($T_0 = 273$ К, $T_{MAX} = 277$ К, $T_1 = 281$ К) случаи изменения рельефа со временем при остывании перегретой пластины с исходной положительной плавучестью ($\Delta H_2 > 0$, $T_2 > T_1$).

Особенностью В-вариантов является их «симметричность» – значение T_{MAX} расположено ровно в середине интервала $T_0 - T_1$ рис. 4, что отвечает $\theta_{MAX} = \theta_1/2$. Данное свойство сказывается на виде $\Delta H(\xi)$ -зависимостей и их динамике. Следствием этого, в частности, является, приблизительно симметричность впадины стыка относительно ее максимума во время $\tau \leq \tau^4$. Для В1-, В2- и В4-вариантов это видно из рис. 8 – 10. При этом в двух первых вариантах левый борт впадины (от черной точки до светлой) несколько круче правого (от светлой точки до правой границы впадины стыка). Изменение θ_{MAX} по сравнению $\theta_1/2$ (что соответствует изменению T_{MAX} на рис. 4) при фиксированных остальных параметрах (T_0 , T_1 , T_2) приведет к изменению режима перемещения границы Б-С и нарушению симметрии впадины стыка. При уменьшении θ_{MAX} скорость движения границы Б-С увеличится. В пределе $\theta_{MAX} \rightarrow 0$ ($T_{MAX} \rightarrow T_0$) она будет двигаться так же, как правая граница впадины стыка (в этом случае на рис. 8 – 10 правый борт впадины стыка был бы бесконечно крут). Увеличение θ_{MAX} , наоборот, замедлит перемещение этой границы. В пределе $\theta_{MAX} \rightarrow \theta_1$ ($T_{MAX} \rightarrow T_1$) она будет двигаться как граница А-Б и исчезнет вместе с ней при исчезновении А-отрезка, что имеет место в В4-варианте при $\tau \approx \tau^3$ (тогда на рис. 8 – 10 был бы бесконечно крут левый борт впадины стыка).

В данном разделе в качестве примера рассматривалась вода. Однако настоящий подход применим и к другим веществам, обладающим немонотонной $\rho(T)$ -зависимостью H -слоев показанного на рис. 4 вида, с отличными (например, увеличенными) от воды характеристиками T_0 , T_{MAX} , T_1 , у которых условие положительной плавучести $\rho(T_2) < \rho_0$ реализуется при других значениях $T_2 (> T_1)$. Для них решение задачи об остывании горячей пластины в безразмерных переменных ξ , τ , $\theta = (T - T_0)/(T_2 - T_0)$ аналогично вышерассмотренному для воды. При анализе различных случаев главную роль имеют значения параметров θ_1 и θ_{MAX} . Определяя границы А-, Б- и С-отрезков

на $\theta(\xi, \tau^n)$ -кривых рис. 5 и 6, они тем самым определяют ξ -размер зоны поднятия $\Delta H(\xi) > 0$, ξ -координату границы поднятие-впадина стыка, ξ -размер впадины стыка $\Delta H(\xi) < 0$, ξ -координату положения максимума впадины стыка и ξ -размеры участков относительного подъема и опускания поверхности в различные моменты времени $\tau = \tau^1, \tau^2, \tau^3 \dots$. От их соотношения со значением 0,5 зависит динамика границ А-Б и Б-С – сразу центростремительное движение ($\theta_1 > 0,5$, $\theta_{MAX} > 0,5$), стояние продолжительное время (до $\tau \approx \tau^4$) в точке $\xi \approx 1$ и затем центростремительное движение ($\theta_1 \approx 0,5$, $\theta_{MAX} \approx 0,5$), или сначала центробежное, потом, после разворота, центростремительное движение ($\theta_1 < 0,5$, $\theta_{MAX} < 0,5$).

Суммируя данный раздел, можно сказать, что его основные результаты, полученные на примере воды (в частности, отраженные на рис. 8–11), подтвердили выводы раздела 1 о виде рельефа поверхности и его динамике в районе расположенного под корой вертикального плюма-пластины (рис. 3,б). При этом выявлена существенная особенность, состоящая в том, что при общем опускании поверхности ее ограниченный участок, примыкающий к максимуму впадины стыка, после погружения до максимальной глубины может испытывать относительный подъем. На сравнительно ранней стадии теплообмена ($\tau \leq \tau^4$), размер этого участка равен практически нулю в случае относительно небольшой исходной температуры пластины T_2 (небольшое ΔH_2 ; варианты типа В4, рис. 10) и возрастает с ее увеличением (увеличением ΔH_2 ; варианты В1 и В2, рис. 8 и 9).

3. Приложение модельных результатов к Курильской островной дуге

Была предпринята попытка приложения результатов раздела 2 к Курильской ОД. При этом считается, что распределение средней приведенной температуры $\bar{\theta}_H(\xi, \tau) = (\bar{T}_H - \bar{T}_{H,0}) / (\bar{T}_{H,2} - \bar{T}_{H,0})$ при остывании вертикального плюма-пластины в среде ВМ (рис. 3,б) эквивалентно распределению приведенной температуры $\theta(\xi, \tau) = (T - T_0) / (T_2 - T_0)$ в задаче о воде раздела 2 и определяется формулой (2). Параметры $\bar{\theta}_{H,1}$, $\bar{\theta}_{H,MAX}$ тождественны θ_1 , θ_{MAX} . Рассматривается случай $\bar{\theta}_{H,MAX} = \bar{\theta}_{H,1} / 2$

($\bar{T}_{H,MAX} = (\bar{T}_{H,0} + \bar{T}_{H,1}) / 2$), отвечающий симметричным В-вариантам. Эти варианты представляются более подходящими для интерпретации, так как в них до $\tau \leq \tau^4$ (приводимое чуть ниже оценочное значение τ для Курильской ОД относится к этому интервалу) модельные впадины стыка примерно симметричны (рис. 8 – 10), что отвечает отмеченной во введении приблизительной симметрии ГЖ. Предполагается, что наклонное положение плюма под ОД качественно не изменяет результата для вертикального случая.

При приложении модели необходимо определить соответствие реального времени t существования Курильской ОД приведенному времени $\tau = t / t_0$. Согласно [9,43–45] $t \approx 70$ млн лет. Если принять исходную полуширину поднятия ОД $x_0 \approx 100$ км, коэффициент $\chi \approx 0,01$ см²/с, то $t_0 = x_0^2 / \chi \approx 317$ млн лет и $\tau \approx 0,22$. Этому τ отвечает модельная $\theta(\xi, \tau \approx 0,22)$ -зависимость, расположенная на рис. 5 между θ^3 - и θ^4 -кривыми. ξ -характеристики особенностей соответствующего ей рельефа $\Delta H(\xi, \tau \approx 0,22)$ и его динамика (ξ -размеры участков относительного подъема и опускания) зависят от параметров θ_1 и θ_{MAX} В-варианта. Относительно низкотемпературные варианты типа В4 для интерпретации не подходят, так как к моменту $\tau \approx 0,22$ области поднятия $\Delta H(\xi, \tau \approx 0,22) > 0$ согласно рис. 10 в этих вариантах не остается. Также в них, как отмечалось выше, размер зоны относительного подъема поверхности мал или равен нулю ($\Delta \xi_{UP} \approx 0$). Как представляется, реальным показателям (в частности, описанной во введении динамике отдельных участков ОД) наиболее соответствуют $\Delta H(\xi, \tau \approx 0,22)$ -зависимости вариантов В1 (рис. 8) и В2 (рис. 9) или близкие к ним (например, для В3). При $x_0 = 100$ км в В1-варианте согласно данным рис. 8 при $\tau \approx 0,22$ поднятию $\Delta H(\xi, \tau \approx 0,22) > 0$ отвечает участок $0 < x < 83$ км, впадине стыка – $83 < x < 260$ км, относительный подъем поверхности происходит на участке $100 < x < 130$ км (вне этого интервала уровень поверхности понижается). При тех же значениях x_0 и τ , соответствующие участки в В2-варианте по данным рис. 9 имеют ширину $0 < x < 115$ км, $115 < x < 260$ км и $100 < x < 150$ км. В обоих вариантах первые две характеристики примерно совпадают с реальными размерами поднятия Курильской ОД над абиссальной равниной и восточной смежной впадины (ГЖ). Приблизительно такую

же среднюю ширину имеет и расположенная на западе Курильская глубоководная котловина (продолжающаяся на север Голыгинским грабеном), параллельная ОД. Модельные размеры участка относительного подъема, равные ≈ 30 км и ≈ 50 км соответственно, также по порядку величины отвечают зоне взбросо-надвига в восточной части склона ОД, примыкающей к оси ГЖ (~ 50 км). Автору не известно, выделяется ли аналогичный участок в западной части склона ОД. Модельная впадина(ы) стыка расширяется со временем. Средняя скорость ее расширения при $\tau \approx 0,22$, рассчитанная по данным рис. 8 и 9 для моментов времени τ^3 и τ^4 , составляет $\approx 1,4$ мм/год и $\approx 1,2$ мм/год соответственно. Максимум впадины стыка (ось ГЖ) при $\tau \approx 0,22$ движется центробежно. Его полное удаление от первоначальной границы плюм-среда $\xi = 1$ за время $\tau \approx 0,22$ в варианте В1 равно $\approx 0,3$ (≈ 30 км), в варианте В2 – $\approx 0,5$ (≈ 50 км). Проведение четкого выбора между В1- и В2-вариантами, в первом из которых ξ -размер реализованной на момент $\tau \approx 0,22$ зоны поднятия $\Delta H(\xi, \tau \approx 0,22) > 0$ уменьшается (рис. 8), а во втором увеличивается (за счет небольшого подъема поверхности при $1 < \xi < 1,15$ на рис. 9), в приложении к Курильской ОД затруднительно.

Заключение

Представляется, что рассмотренный вариант концепции тепловых плюмов, допускающий существование в верхней мантии немонотонной (по типу воды) зависимости средней плотности вертикальных слоев-колонок от их средней температуры, позволяет качественно понять причину возникновения островной дуги вследствие всплытия до коры горячего плюма-пластины высотой порядка размера верхней мантии, процесс ее последующего погружения при остывании плюма, образование и расширение линейных смежных впадин из-за перехода пограничного вещества в теплое плотное состояние при горизонтальном теплообмене плюма со средой. На больших промежутках времени система, состоящая из островной дуги и смежных впадин, превращается в одну общую впадину. Проведенное упрощенное моделирование на примере воды подтвердило эти выводы, показав различные способы преобразования со временем исходного поднятия и впадин стыка в зависимости от исходных параметров задачи. При моделировании выявлено, что возможна ситуация,

когда при общем опускании поверхности ее ограниченный участок, примыкающий к максимуму впадины, после погружения до максимальной глубины может испытывать последующий относительный подъем. Приложение некоторых из рассмотренных модельных вариантов к Курильской островной системе показывает, что они способны примерно воспроизвести ряд ее основных горизонтальных поверхностных характеристик.

Список литературы

1. Choi D. R. Deep earthquakes and deep-seated tectonic zones. Part 5. Discussion // *New Concepts in Global Tectonics Newsletter*. 2003. Vol. 27. P. 8–25 (www.ncgt.org)
2. Mann P., Taira B. Global tectonic significance of the Solomon Islands and Ontong Java Plateau convergent zone // *Tectonophysics*. 2004. Vol. 389. P. 137–190.
3. Тараканов Р. З. Уроки Симуширских землетрясений 15 ноября 2006 г. ($M_W = 8,3$) и 13 января 2007 г. ($M_W = 8,1$) // *Вулканология и сейсмология*. 2008, № 6. С. 40–55.
4. Удинцев Г. Б. Рельеф и строение океанов. М.: Недра. 1987.
5. Фролов В. Т. Фролова Т. И. Происхождение Тихого океана. М.: МАКС Пресс, 2011.
6. Блюман Б. А. Актуальные вопросы геологии океанов и геологии континентов. СПб.: Изд-во ВСЕГЕИ, 2013.
7. Ермаков В. А. Островные дуги и их роль в эволюции континентальной окраины (новый взгляд на известные факты) // *Вулканология и сейсмология*. 2005, № 5. С. 3–18.
8. Ермаков В. А. Тектоника островных дуг и образование континентальной коры // *Бюл. Моск. о-ва испытателей природы*. 2006. Т. 81. Вып. 5. С. 21–34.
9. Богданов Н. А. Тектоника глубоководных впадин окраинных морей. М.: Недра, 1988.
10. Васильев Б. И., Чой Д. Р. Геология глубоководных желобов и островных дуг Тихого океана. Владивосток. 2001.
11. Ермаков В. А. Особенности развития активной континентальной окраины: континентализация или океаногенез (на примере Курило-Камчатского региона). Спорные аспекты тектоники плит и возможные альтернативы: Сборник научных статей. Ин-т физ. Земли РАН. М.: Изд-во ОИФЗ РАН. 2002. С. 158–188.

12. Злобин Т. К., Софронов Д. А., Полец А. Ю. Распределение землетрясений по типам очаговых подвижек в Курило-Охотском регионе // ДАН. 2011. Т. 440, № 4. С. 527–529.
13. Андреева М. Ю., Родкин М. В. Сейсмо тектоническая обстановка в океанической области глубоководных желобов // Вестник ДВО РАН. 2013, № 3. С. 9–11.
14. Белоусов В. В. Основы геотектоники. М.: Недра, 1975.
15. Кэри У. В поисках закономерностей развития Земли и Вселенной. М.: Мир, 1991.
16. Morgan W. J. Convection plumes in the Lower Mantle // Nature. 1971. Vol. 230. P. 42–43.
17. Грачев А. Ф. Мантийные плюмы и проблемы геодинамики // Физика Земли. 2000, № 4. С. 3–37.
18. Ботт М. Внутреннее строение Земли. М.: Мир, 1974.
19. Zlobin T. K., Polets A. Yu. Investigations of regularities in distribution of tectonic stresses in the Kuril-Kamchatka zone // Geodynamics & Tectonophysics. 2010. Vol. 1, N. 1. P. 36–54.
20. Верба М. Л., Иванов Г. И., Тихонова И. М. Отсутствие признаков субдукции в строении Курильского глубоководного желоба. Современное состояние наук о Земле. Материалы международной конференции, посвященной памяти Виктора Ефимовича Хаина М.: Геологический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова. 2011. С. 318–323.
21. Эрлих Э. Н. Современная структура и четвертичный вулканизм западной части Тихоокеанского кольца. Новосибирск: Наука, 1973.
22. Медведев А. Б. О возможных причинах образования впадин и гор. Н. Новгород: Университетская книга, 2004.
23. Медведев А. Б. О возможности кратерообразования при всплытии плюма // Физика Земли. 2008, № 4. С. 48–61.
24. Medvedev A. B. Crater formation possibly associated with an ascending thermal plume // New Concepts in Global Tectonics Newsletter. 2010. Vol. 56. P. 86–98 (www.ncgt.org) (Русский текст – www.vniief.ru/публикации/публикации_в_зарубежных_журналах/2010/)
25. Медведев А. Б., Трунин Р. Ф. Ударное сжатие пористых металлов и силикатов // УФН. 2012, Т. 182. Вып. 8. С. 829–846.
26. Sato T., Funamori N. Sixfold-coordinated amorphous polymorph of SiO₂ under high pressure // Phys. Rev. Lett. 2008. Vol. 101. P. 255502.
27. Zhernokletov M. V., Lebedeva T. S., Medvedev A. B., Mochalov M. A., Shuykin A. N., Fortov V. E. Thermodynamic parameters and equation of state of low-density SiO₂ aerogel. In: Shock Compression of Condensed Matter-2001 / Ed. Furnish M. D., Thadhahi N. N., Horie Y. American Institute of Physics. 2002. P. 763–766.
28. Nellis W. J., Radousky H. B., Hamilton D. C., Mitchell A. C., Holmes N. C., Christianson K. B., van Thiel M. Equation of state, shock-temperature and electrical conductivity data of dense fluid nitrogen in the region of the dissociative phase transition // J. Chem. Phys. 1991. Vol. 94, N. 3. P. 2244–2256.
29. Медведев А. Б. О наличии состояний с отрицательным коэффициентом Грюнайзена в пересжатых продуктах взрыва // ФГВ. 2014. Т. 50, № 4. С. 102–109.
30. Магницкий В. А., Артюшков Е. В. Некоторые общие вопросы динамики Земли. Тектоносфера Земли / Под ред. Белоусова В. В. М.: Наука, 1978.
31. Буллен К. Е. Плотность Земли. М.: Мир, 1978.
32. Буллен К. Е. Введение в теоретическую сейсмологию. М.: Мир, 1966. 256 с.
33. Wang C. Y. Density and constitution of the mantle // J. Geoph. Res. 1970. Vol. 75, № 17. P. 3264–3284.
34. Dziewonsky A. M., Gilbert F. Observation of normal modes from 84 recordings of the Alaskan earthquakes of 1964 March 28, II. Further remarks based on new spheroidal overtone data // Geophys. J. Roy. Astr. Soc. 1973. Vol. 35. P. 401–437.
35. Кедров О. К. Сейсмические методы контроля ядерных испытаний. М.; Саранск: Тип. «Крас. Окт.», 2005.
36. Бражкин В. В. «Трудности перевода»: что означают отрицательные эффективные коэффициенты Грюнайзена в ударно-волновых экспериментах? // УФН. 2012. Т. 182. Вып. 8. С. 847–853.
37. Gufeld I. L. Geological consequences of amorphization of the lithosphere and upper mantle structures caused by hydrogen degassing // Geodynamics & Tectonophysics 2012. Vol. 3, N. 4. P. 417–435.
38. Nikolaev A. V. On the article «Geological consequences of amorphization of the lithosphere and upper mantle structures caused by hydrogen degassing» by I. L. Gufeld // Geodynamics & Tectonophysics 2012. Vol. 3, N. 4. P. 437–439.
39. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986.
40. Молоденский С. М. Модели распределения плотности и параметров механической добротности по новым данным о нутации и собственных колебаниях Земли. II. Сравнение с аст-

рометрическими данными // Физика Земли. 2011, № 7. С. 3–18.

41. Молоденский С. М., Молоденский М. С., Молоденская М. С. Модели распределений плотности и параметров механической добротности по новым данным о нутации и обертонах собственных колебаний Земли. 2. Результаты численного решения обратной задачи // Физика Земли. 2014, № 5. С. 22–32.

42. Калинин В. А. Об уравнении, определяющем изменение плотности с глубиной в неоднородной Земле // Физика Земли. 1972, № 3. С. 3–10.

43. Леликов Е. П. Геологическое строение фронтальной зоны Курильской островной дуги.

Современное состояние наук о Земле. Материалы международной конференции, посвященной памяти Виктора Ефимовича Хаина. М.: Геологический факультет МГУ им. М. В. Ломоносова. 2011. С. 2215–2218.

44. Леликов Е. П., Емельянова Т. А. Строение фундамента и гранитоидный магматизм Курильской островодужной системы. Материалы 45-го Тектонического совещания / Отв. ред. Кузнецов Н. Б. М.: ГЕОС, 2013. С. 112–115.

45. Прокудин В. Г. Скоростная модель земной коры и возраст Курильской котловины Охотского моря. Материалы 45-го Тектонического совещания / Отв. ред. Кузнецов Н. Б. М.: ГЕОС, 2013. С. 172–176.

Статья поступила в редакцию 15.07.2015