

А. Я. Гольмшток

## К ВОПРОСУ О РОЛИ РАЗЛОМООБРАЗОВАНИЯ В ФОРМИРОВАНИИ ПРИДОННЫХ ЗАЛЕЖЕЙ ГАЗОВЫХ ГИДРАТОВ

### Введение

Природные газовые гидраты (водные клатраты), как известно [1, 2], представляют собой кристаллическое образование, состоящее из воды и, в большинстве случаев, метана ( $\text{CH}_4$ ). Они стабильны при определенных  $P$ - $T$ -условиях, характерных как для осадков, залегающих под дном водоемов с глубиной более 400–500 м, так и для осадочных толщ в районах вечной мерзлоты. Из-за малой растворимости метана в воде для образования газгидратов требуется, чтобы через термобарическую зону их стабильности в толще осадков были перемещены путем фильтрации большие объемы воды с растворенным в ней метаном. Такое перемещение не может быть обеспечено вертикальной фильтрацией поровой воды, отжимаемой только за счет литостатического давления накапливающихся сверху дополнительных порций осадков [3], и происходит лишь при наличии сжимающих напряжений, существующих, к примеру, в аккреционных призмах активных континентальных окраин, где, как правило, газовые гидраты и обнаруживаются [1, 2]. Помимо активных окраин, необходимые сжимающие напряжения могут возникать и в других тектонически активных осадочных бассейнах, в частности, в местах изменения простирания сдвиговых разломов, например, в осадочных бассейнах типа «pull-apart» [4–6].

Нижняя граница зоны стабильности газовых гидратов является фазовой границей. Выше нее осадки могут быть частично сцементированы гидратами, заполняющими вместе с водой поровое пространство породы, в то время как ниже может располагаться осадочный слой, в порах которого помимо воды присутствует свободный газ — метан.

Вблизи подошвы зоны стабильности гидраты метана метастабильны. При повышении уровня моря и росте гидростатического давления на его дне или при уменьшении температуры осадков происходит смещение вниз нижней границы зоны и рост мощности слоя, содержащего газогидраты, при условии, что ниже границы зоны стабильности присутствует растворенный в воде метан.

При понижении уровня моря (уменьшение гидростатического давления) или при увеличении температуры осадков, содержащих газогидраты, условия стабильности клатратов могут быть нарушены, в результате чего нижняя граница зоны их стабильности начнет смещаться вверх, а находившиеся здесь газогидраты будут диссоциировать [7–9]. Диссоциация газогидратов сопровождается выделением свободного газа, накапливающегося непосредственно ниже границы области стабильности.

При нормальных давлении и температуре из одного кубического метра газогидрата может выделиться до  $164 \text{ м}^3$  метана в виде свободного газа [2]. Диссоциация клатратов в осадках сопровождается освобождением больших объемов воды и ростом пористости

на соответствующей глубине [2]. Гидравлическая проницаемость слабо консолидированных осадков растет быстрее пористости (например, в соответствии с уравнением Козени–Кармана проницаемость практически пропорциональна третьей степени пористости [10–13]). Таким образом, дестабилизация газогидратов ведет к существенному ухудшению прочностных свойств осадочных образований в зоне диссоциации и, как следствие, к гигантским оползням на континентальном склоне, просадкам грунта и обрушениям склона под действием сил гравитации. Примеры таких явлений обнаружены во многих районах Мирового океана [2]. Если в осадочной среде существуют пути выхода метана (зоны интенсивной трещиноватости или разломообразования), он, поднимаясь, может выходить в воду, а затем и в атмосферу. Метан, проникший в верхние слои атмосферы, способен существенно усиливать парниковый эффект, играя заметную роль в глобальных изменениях климата [2].

Выполненные различными исследователями оценки запасов метана, содержащегося в осадках Мирового океана в виде газовых гидратов и свободного газа под ними, сильно варьируют. Максимальная из них  $(1-2) \cdot 10^{16}$  кг метана [2]. Столь значительно оцениваемые величины позволяют рассматривать гидраты метана в осадках ниже морского дна как потенциальный и экологически чистый источник энергии будущего.

Помимо скоплений газовых гидратов, залегающих на значительной глубине ниже дна моря (от десятков до первых сотен метров), известны многочисленные скопления, располагающиеся непосредственно на дне или вблизи него [1, 2, 14–16]. Такие скопления всегда приурочены к очагам разгрузки флюидов, причем число таких очагов, располагающихся в пределах зоны стабильности газовых гидратов, составляет  $\sim 6 \cdot 10^3$  [16]. Запасы метана в придонных скоплениях, по-видимому, по величине на порядок меньше, чем в скоплениях, находящихся на относительно большой глубине под дном [16].

В Мировом океане к настоящему времени установлено более 20 районов, где газовые гидраты залегают вблизи дна. Разгрузка газонасыщенных флюидов в очагах сопровождается выходом свободного газа. Разгрузка происходит также в процессе образования грязевых вулканов и глиняных диапиров [16].

Все придонные залежи гидратов связаны со струйного типа вертикальными потоками флюидов в осадочном слое. Размеры скоплений газовых гидратов в плане могут достигать сотен метров и даже первых километров. Например, в Охотском море площадь газового факела на дне вблизи о-ва Парамушир составляет  $50 \times 50$  м, а вблизи о-ва Сахалин отмечены факелы с горизонтальными диаметрами 350–400 м; диаметр грязевого вулкана Буздак в Каспийском море достигает 500 м [1]. Все очаги разгрузки флюидов на дне имеют в плане изометричную форму.

Установлено, что распространение очагов разгрузки контролируется тектоническими условиями [1]. Как правило, очаги приурочены к океаническим континентальным склонам и их подножиям в активных континентальных окраинах. В частности, к таким районам относятся подножия склона вблизи северной Калифорнии, Орегона, Гватемалы, Коста-Рики и др. Помимо активных окраин придонные скопления газовых гидратов в очагах разгрузки выявлены в подножиях континентального склона таких внутренних и окраинных морей, как Черное море, Южный Каспий, Охотское море и др. Во всех этих морях в земной коре, включая осадочный чехол, проявляются условия сжатия. В Черном и Каспийском морях они обусловлены продолжающимся поглощением останцов литосферы заостроводужных бассейнов океана Тетис, пододвигающихся под окружающие горные сооружения Горного Крыма, Кавказа, Эльбурса [17]. В Охотском

море напряжения сжатия вызваны активностью Курильской зоны субдукции. Кроме того, очаги разгрузки обнаружены в такой типичной области растяжения, как внутроконтинентальные рифтовые образования оз. Байкал, где локальные условия сжатия возникают вблизи искривленных участков сдвиговых разломов, с формированием упорывающихся бассейнов типа «pull apart».

Флюидопроводниками к очагам разгрузки служат разломы, возникающие в самом процессе формирования аккреционных призм [1]. Среди таких разломов преобладают надвиги, поверхности скольжения которых, как правило, восстают в сторону океана. Помимо надвигов, конформных зоне подвига, в областях сжатия практически всегда присутствуют ортогональные им сдвиговые разломы, обеспечивающие, в частности, «клавишный» механизм землетрясений в зоне субдукции [18]. Здесь также активным проводником флюидов может служить (помимо разломов) практически горизонтальный тонкий приподошвенный слой аккреционной призмы (деколлемент), т. е. ослабленный слой, разделяющий деформированные осадки сверху и недеформированные более жесткие породы континентального клиновидного (в вертикальном разрезе) выступа [1].

В зоне своего проявления разломообразование приводит к понижению механической прочности осадочных пород, эффективному возрастанию их пористости и проницаемости. После достижения разломом поверхности дна, он может заметно обводниться. Этот процесс существенно влияет на продолжительность активной жизни разломной зоны. Подвод воды к первичной трещине прогрессивно ослабляет ее края. Если вода продолжает поступать, разломная зона не приходит в равновесие, но развивается, постоянно понижая напряжения, необходимые для разрушения породы во все большем и большем объеме [19]. Завершение активной фазы формирования разлома происходит после снятия всех тектонических напряжений.

В осадочном слое, поровое пространство которого насыщено водой и все поры гидравлически связаны, образование разломной зоны изменяет существовавшее до этого распределение порового давления и поровая вода, фильтруясь, начинает двигаться в имеющую повышенную проницаемость (более гидравлически проводящую) область нарушения. Концентрируясь в ослабленной зоне, поровая вода фильтруется вверх по разлому со скоростью, которая определяется геометрией разломной зоны, ее проницаемостью, мощностью осадочного покрова и свойствами заполняющего его вещества. В силу инерционности перераспределение давления и изменение скорости фильтрации продолжаются и после завершения активной фазы развития разломной зоны, постепенно затухая в течение некоторого времени до установления стационарного режима в слое с разломом.

Если бы аномальная фильтрация поровой воды происходила вдоль линейных разломных зон, то и очаги разгрузки флюидов имели бы линейные формы на дне. Однако, как указывалось выше, все очаги изометричны в плане. Такая картина может быть естественным образом объяснена, если предположить, что области осадочных пород с высокой гидравлической проницаемостью, обозначаемые далее как каналы, подводящие флюиды к очагам разгрузки, образованы пересечением разломных зон.

Действительно, на пересечении разломов эффективная пористость и проницаемость осадочного вещества должны резко возрасти не только по сравнению с их значением в окружающих массивах пород, но и по сравнению с их величиной в самих разлом-

ных зонах. В частности, множественное присутствие изометричных очагов разгрузки флюидов в аккреционных призмах хорошо согласуется с наличием здесь надвигов, пересекемых поперечными сдвиговыми разломами.

Когда вблизи дна существуют условия стабильности газовых гидратов и поровая вода в осадках насыщена метаном, то разгружающаяся по каналу вода может образовывать на дне и непосредственно под ним скопления гидратов метана, поскольку температура осадков здесь минимальна и, следовательно, минимальна растворимость метана в воде [2]. Причем относительно небольшая первичная газонасыщенность воды, поступающей по каналу в очаг разгрузки, может компенсироваться повышенной скоростью ее фильтрации, обеспечивающей доставку к дну значительных объемов метана в единицу времени.

Образование разломных зон и каналов на их пересечении должно влиять не только на распределения порового давления и скорости фильтрации воды в осадочном слое, но и на его температурный режим, поскольку возникает неоднородность кондуктивной теплопроводности, сильно зависящей от пористости осадочной породы, и изменяется ее конвективная составляющая. Это, в свою очередь, должно инициировать смещение границ зоны стабильности газовых гидратов и заметно трансформировать ее геометрию в осадочном слое. Можно предполагать, что в ряде случаев подобное воздействие может быть настолько значительным, что приведет к полному исчезновению условий стабильности. Такая картина, в частности, наблюдалась нами в Центральной впадине оз. Байкал [5, 6].

Изложенное выше позволяет сформулировать несколько вопросов, ответы на которые важны, по нашему мнению, для оценки условий образования придонных скоплений газовых гидратов и описания процесса их формирования:

1. Какова (количественно) степень искажения фильтрационного (гидравлического) и термического режимов осадочного слоя, вызванного возникновением описываемого флюидопроводника?

2. Какова продолжительность процессов установления давления и температуры в слое после завершения активной фазы разломообразования?

3. Насколько изменяется геометрия зоны стабильности газовых гидратов?

Цель исследования — дать ответы на поставленные вопросы. Для этого решаются связанные между собой задачи об изменении фильтрационного и теплового режимов осадочного слоя после образования в нем высокопроницаемого канала.

## 1. Нестационарный режим осадочного слоя

В качестве модели для оценок сначала будем рассматривать пористый влагонасыщенный горизонтальный осадочный слой мощностью  $H$ , находящийся под дном моря глубиной  $h_w$ . Осадочное вещество является двухкомпонентным, содержащим кристаллическую минеральную матрицу и заполняющую поры жидкость. В слое под действием приложенных в общем случае нестационарных напряжений происходит движение (фильтрация) порового флюида (воды) относительно минерального каркаса осадка.

Поместим начало системы координат на дно моря, ось  $z$  направим вверх. В этой системе в соответствии с законом Дарси поток флюида, фильтрующегося через осадки,

характеризуется зависимостью скорости фильтрации  $\vec{v}$  от разности градиентов порового  $p$  и гидростатического давлений:

$$\vec{v} = -\frac{\kappa}{\eta} (\text{grad } p + \rho_w g \vec{e}_z), \quad (1)$$

где  $\eta = 10^{-3}$  Па·с — динамическая вязкость поровой воды, принимаемая в слое везде постоянной;  $\kappa$  — проницаемость осадочного материала,  $\text{м}^2$ ;  $\rho_w$  — плотность поровой воды;  $g = 9.81$  м/с<sup>2</sup> — гравитационное ускорение;  $\vec{e}_z$  — вертикальный единичный вектор.

Осадочный материал слоя в целом и его твердый кристаллический скелет в частности могут испытывать напряжения, как правило, отличающиеся по величине от порового давления  $p$ . Если считать материал минеральной матрицы осадка изотропным и линейно упругим, то связь между этими напряжениями, вызванными ими деформациями и поровым давлением определяется линейными уравнениями в рамках механики Био для пороупругих сред [20–22].

Под действием приложенных напряжений пористость вещества  $\phi$  меняется на величину  $\Delta\phi$ , а масса поровой жидкости в единице объема осадка изменяется на величину  $\Delta\rho$  по сравнению с невозмущенными значениями. Будем полагать, что все поры соединены друг с другом и все поровое пространство заполнено жидкостью (водой). В общем случае при деформации изменяется не только пористость  $\phi$ , но и плотности как поровой жидкости  $\rho_w$ , так и скелетного вещества  $\rho_s$  за счет их сжимаемости. В рамках механики Био имеем [20–22]

$$\Delta\rho = \left[ \alpha\varepsilon + \left( \frac{\phi}{K_w} + \frac{\alpha - \phi}{K_s} \right) p \right] \rho_w, \quad (2)$$

где  $\varepsilon = \Delta V/V$  — объемная деформация (относительное изменение объема осадка);  $\alpha$  — коэффициент Био;  $K_s$ ,  $K_w$  — модули всестороннего сжатия скелетного вещества осадка и внутрипорового флюида соответственно.

Закон сохранения массы поровой жидкости требует, чтобы выполнялось следующее равенство (уравнение неразрывности):

$$\frac{\partial(\Delta\rho)}{\partial t} + \text{div}(\rho_w \vec{v}) = 0,$$

откуда с учетом выражения (1) следует

$$\frac{\partial(\Delta\rho)}{\partial t} + \text{div} \left[ -\frac{\kappa\rho_w}{\eta} (\text{grad } p + \rho_w g \vec{e}_z) \right] = 0. \quad (3)$$

Уравнение (3) часто записывается в виде

$$\bar{S} \frac{\partial p}{\partial t} + \text{div} \left[ -\frac{\kappa\rho_w}{\eta} (\text{grad } p + \rho_w g \vec{e}_z) \right] = 0. \quad (4)$$

Очевидно, что  $\bar{S} = \partial(\Delta\rho)/\partial p$ . Поскольку плотность поровой воды зависит от порового давления существенно слабее, чем от него зависит выражение в квадратных скобках в (2), из этого равенства приближенно следует  $\bar{S} = S\rho_w$ , где

$$S = \frac{\phi}{K_w} + \frac{\alpha - \phi}{K_s}. \quad (5)$$

Коэффициент накопления  $S$  в (5) выражает возрастание количества флюида в единичном объеме породы в результате увеличения порового давления на единицу при постоянной объемной деформации.

Если пренебречь изменением плотности воды в пространстве и времени, то уравнение (4) принимает вид

$$S \frac{\partial p}{\partial t} + \operatorname{div} \left[ -\frac{\kappa}{\eta} \operatorname{grad} (p + \rho_w g z) \right] = 0. \quad (6)$$

Примем, что через нижнюю границу слоя в него просачивается вода со скоростью  $v_b$ . На поверхности слоя (дне моря) поддерживается постоянное гидростатическое давление при плотности морской воды  $\rho_w^0$ . Таким образом, для задачи фильтрации поровой воды в слое имеем граничные условия

$$\begin{cases} p = P_0 = \rho_w^0 g h_w, & z = 0, \\ v_z = v_b, & z = -H. \end{cases} \quad (7)$$

При отсутствии источников тепла в осадках распределение температуры  $T$  в осадочном слое описывается уравнением теплопроводности, учитывающим конвективный теплоперенос,

$$\overline{\rho C} \frac{\partial T}{\partial t} + \operatorname{div} [-\bar{\lambda} \operatorname{grad} T + \rho_w C_w \vec{v} T] = 0, \quad (8)$$

где  $\overline{\rho C}$  — специфическая (объемная) теплоемкость осадочной породы как многокомпонентной среды в целом;  $\bar{\lambda}$  — эффективная теплопроводность этой среды;  $C_w$  — удельная теплоемкость воды.

Примем, что температуры дна и подошвы осадочного слоя соответственно равны  $T_w$  и  $T_b$ . Другими словами, имеем граничные условия для температуры

$$\begin{cases} T = T_w, & z = 0, \\ T = T_b, & z = -H. \end{cases} \quad (9)$$

### 1.1. Давление и температура в слое до начала разломообразования

До начала разломообразования, с которого мы начинаем отсчет времени, т. е. при  $t < 0$ , осадочный слой характеризовался установившимися фильтрационным и термическим режимами и по своим физическим свойствам был однороден по латерали. В этом случае уравнения (6) и (8) приобретают вид

$$\frac{d}{dz} \left\{ -\frac{\kappa_s}{\eta} \frac{d}{dz} [p_0 + \rho_w g z] \right\} = 0 \quad (10)$$

и

$$\frac{d}{dz} \left[ -\bar{\lambda}_0 \frac{dT_0}{dz} + \rho_w C_w T_0 \right] = 0, \quad (11)$$

где  $p_0 = p_0(z)$  и  $T_0 = T_0(z)$  — стационарные значения давления и температуры в осадочном слое;  $v^{(z)}$  — вертикальная скорость фильтрации;  $\bar{\lambda}_0 = \bar{\lambda}_0(z)$  и  $\kappa_s = \kappa_s(z)$  — переменные по глубине эффективная теплопроводность и проницаемость слоя. При этом для указанных стационарных режимов условия на границах слоя определяются выражениями (7) и (9).

В стационарных условиях при отсутствии в среде источников и стоков жидкости вертикальная скорость фильтрации поровой воды, как следует из уравнения (10), не зависит от глубины:  $v^{(z)} = v_b$ , несмотря на изменяющиеся по глубине проницаемость и давление. Горизонтальная компонента скорости воды отсутствует ввиду латеральной однородности слоя при  $t < 0$ .

Решая уравнения (10), (11) с учетом граничных условий (7), (9), получаем

$$p_0(z) = \rho_w^0 g h_w - \rho_w g z + \eta v_b \int_z^0 \frac{ds}{\kappa_s(s)}; \quad (12)$$

$$T_0(z) = \frac{1}{F(z)} \left\{ T_w + [T_b F(-H) - T_w] \frac{\int_0^z F(s) ds / \bar{\lambda}_0(s)}{\int_{-H}^0 F(s) ds / \bar{\lambda}_0(s)} \right\}, \quad (13)$$

где

$$F(\xi) = \exp \left( \rho_w C_w v_b \int_{\xi}^0 ds / \bar{\lambda}_0(s) \right).$$

Как упоминалось выше, осадочный слой считается влагонасыщенным, а поры заполняющего его осадка гидравлически связанными (условия дренирования). В таком случае можно считать, что пористость  $\bar{\phi}_s$  внутри слоя ( $z \leq 0$ ) определяется только литостатическим давлением и изменяется с глубиной согласно закону Ати [23]:

$$\bar{\phi}_s(z) = \phi_0 \exp(\tilde{k}_s z), \quad (14)$$

где  $\phi_0$  — пористость осадков на дне;  $\tilde{k}_s$  — параметр уплотнения осадочного материала слоя.

В соответствии с наиболее часто используемой на практике формулой Козени–Кармана [12] проницаемость осадков в слое зависит от пористости  $\bar{\phi}_s$  из равенства (14) следующим образом:

$$\kappa_s(z) = \kappa_s^0 \frac{(1 - \phi_0)^2}{\phi_0^3} \frac{\bar{\phi}_s^3(z)}{[1 - \bar{\phi}_s(z)]^2}, \quad (15)$$

где  $\kappa_s^0$  — проницаемость осадков на дне.

Для многокомпонентных осадков наиболее реалистичной является модель теплопроводности эффективной среды [24], в которой множество частей каждой из компонент распределено в объеме случайно. При этом эффективная теплопроводность

$n$ -компонентной среды определяется путем решения алгебраического уравнения  $n$ -й степени

$$\frac{1}{\bar{\lambda}} = 3 \sum_{i=1}^n \frac{\delta_i}{2\bar{\lambda} + \lambda_i}, \tag{16}$$

где  $\lambda_i$  — теплопроводность  $i$ -й компоненты;  $\delta_i$  — относительный объем (доля)  $i$ -й компоненты в единичном объеме среды.

В нашем случае двухкомпонентной среды, т. е. когда  $n = 2$  и место  $\bar{\lambda}$  занимает  $\bar{\lambda}_0(z)$ , величины, входящие в уравнение (16), выражаются следующим образом:  $\lambda_1 = \lambda_{sk}$ ,  $\delta_1 = 1 - \bar{\Phi}_s(z)$  — теплопроводность скелетного вещества и его объемная доля соответственно;  $\lambda_2 = \lambda_w$ ,  $\delta_2 = \bar{\Phi}_s(z)$  — теплопроводность поровой воды и доля порового пространства (пористость) соответственно. При этом решение уравнения (16) имеет вид

$$\bar{\lambda}_0(z) = \frac{[-\beta + \sqrt{\beta^2 + 8\lambda_{sk}\lambda_w}]}{4}, \tag{16a}$$

где

$$\beta = 3\bar{\Phi}_s(z)(\lambda_{sk} - \lambda_w) - 2\lambda_{sk} + \lambda_w.$$

## 1.2. Давление и температура в слое после начала разломообразования

Будем считать, что начало формирования канала, возникающего в результате пересечения двух разломов и подводящего воду к очагу разгрузки на дне моря, совпадает с моментом  $t = 0$ .

Для упрощения расчетов аппроксимируем тело, образованное пересечением разломов, вертикальным круговым цилиндром с радиусом  $r_0$ . Учитывая, что в этом случае среда обладает аксиальной симметрией, в качестве отсчетной выберем цилиндрическую систему координат с центром, расположенным на дне моря на оси канала. Ось  $z$ , как и раньше, направим вверх.

Продолжительность процесса образования рассматриваемых разломов (от начала до затухания)  $\Theta = 2\tau$ . Будем полагать, что активность разломообразования сначала нарастает, достигает максимума, а затем начинает убывать, полностью прекращаясь в момент  $t = \Theta$ .

### 1.2.1. Физические свойства среды после начала формирования канала

Для наших оценок важна не сама механика образования разломных зон, а то, что при этом изменяются такие механические свойства вещества в канале, как пористость и проницаемость.

Примем пористость осадочного материала вне канала такой же, как до разломообразования, она определяется зависимостью (14). Тогда на всех временах  $t \geq 0$  имеем вне канала

$$\Phi_s(z, t) = \bar{\Phi}_s(z). \tag{17}$$

Проницаемость  $\kappa_s(z, t) = \kappa_s(z)$  в этой области продолжает изменяться в соответствии с уравнением Козени–Кармана (15).



Будем полагать, что после завершения процесса разломообразования пористость  $\bar{\Phi}_c(z)$  в канале изменяется с глубиной по закону Ати, но с заметно меньшим по величине параметром  $\tilde{k}_c$  уплотнения осадочного вещества ( $\tilde{k}_c < \tilde{k}_s$ ). Это обеспечивает более высокую пористость (за счет раздробленности) в канале по сравнению с областью вне него на той же глубине. Другими словами,

$$\bar{\Phi}_c(z) = \Phi_0 \exp(\tilde{k}_c z). \quad (14a)$$

Если считать, что продолжительности периодов нарастания и затухания активности разломообразования равны между собой и составляют  $\tau$ , а сам процесс образования пересекающихся разломных зон протекает достаточно плавно, то при  $t \geq 0$  изменение пористости в канале от ее значения  $\bar{\Phi}_s(z)$  из (17) в первоначально ненарушенном осадочном материале до значения  $\bar{\Phi}_c(z)$  для высокопроницаемого вещества канала в его конечном состоянии можно описать следующим образом, введя переменную во времени и по глубине пористость  $\Phi_c(z, t)$ :

$$\Phi_c(z, t) = \bar{\Phi}_s(z) + \sigma(t - \tau, \tau) [\bar{\Phi}_c(z) - \bar{\Phi}_s(z)]. \quad (18)$$

Здесь функция  $\sigma(x, \tau)$  является сглаженным аналогом функции Хэвисайда. Функция  $\sigma(x, \tau)$  может быть выражена, например, в виде

$$\sigma(x, \tau) = \begin{cases} 0, & \text{если } x < -\tau, \\ \bar{\sigma}(x, \tau), & \text{если } -\tau \leq x \leq \tau, \\ 1, & \text{если } x > \tau, \end{cases}$$

где непрерывная функция  $\bar{\sigma}(x, \tau)$  плавно достигает своих значений нуля и единицы в точках  $x = \pm \tau$ . В качестве такой функции можно предложить, в частности

$$\bar{\sigma}(x, \tau) = \frac{1}{32} \left[ 16 + 35 \left( \frac{x}{\tau} \right) - 35 \left( \frac{x}{\tau} \right)^3 + 21 \left( \frac{x}{\tau} \right)^5 - 5 \left( \frac{x}{\tau} \right)^7 \right],$$

имеющую в этих точках равные нулю производные по  $x$  вплоть до третьего порядка.

После завершения процесса разломообразования проницаемость в канале также определяется уравнением (15), но с заменой в нем пористости  $\bar{\Phi}_s(z)$  на  $\bar{\Phi}_c(z)$  и проницаемости  $\kappa_s^0$  на  $\kappa_c^0$  ( $\kappa_c^0 > \kappa_s^0$ ), т. е.

$$\kappa_c(z) = \kappa_c^0 \frac{(1 - \Phi_0)^2}{\Phi_0^3} \frac{\bar{\Phi}_c(z)^3(z)}{[1 - \bar{\Phi}_c(z)]^2}. \quad (15a)$$

В период формирования канала проницаемость его вещества  $\kappa_c(z, t)$  определяется зависимостью, аналогичной (18):

$$\kappa_c(z, t) = \kappa_s(z) + \sigma(t - \tau, \tau) [\kappa_c(z) - \kappa_s(z)]. \quad (19)$$

Теплопроводность осадочного материала вне канала остается такой же, как до начала разломообразования, т. е. определяется выражением (16) при  $n = 2$  с заменой там  $\bar{\lambda}$  на  $\bar{\lambda}_s(z, t) = \bar{\lambda}_0(z)$  при  $\lambda_1 = \lambda_{sk}$ ,  $\delta_1 = 1 - \Phi_s(z, t)$ ,  $\lambda_2 = \lambda_w$ ,  $\delta_2 = \Phi_s(z, t)$ . Внутри

канала теплопроводность также определяется зависимостью (16), но при этом вместо  $\bar{\lambda}$  имеем  $\bar{\lambda}_c(z, t)$  и  $\delta_1 = 1 - \phi_c(z, t)$ ,  $\delta_2 = \phi_c(z, t)$ .

Наконец, эффективную специфическую теплоемкость осадочной породы  $\bar{\rho C}$ , входящую в уравнение (8), для области слоя вне канала целесообразно обозначить как  $\bar{\rho C}_s(z, t)$ , а для области внутри него как  $\bar{\rho C}_c(z, t)$ , причем

$$\begin{cases} \bar{\rho C}_s(z, t) = \rho_{sk} C_{sk} [1 - \phi_s(z, t)] + \rho_w C_w \phi_s(z, t), & r \geq r_0; \\ \bar{\rho C}_c(z, t) = \rho_{sk} C_{sk} [1 - \phi_c(z, t)] + \rho_w C_w \phi_c(z, t), & r < r_0. \end{cases} \quad (20)$$

Здесь  $\rho_{sk}$  — плотность минерального скелетного вещества осадочной породы;  $C_{sk}$  — ее удельная теплоемкость.

### 1.2.2. Расчет нестационарных полей давления и температуры

Ввиду аксиальной симметрии скорость фильтрации из выражения (1) имеет только радиальную и вертикальную компоненты, т. е.  $\vec{v}_{s|c}(r, z, t) = [v_{s|c}^{(r)}(r, z, t), v_{s|c}^{(z)}(r, z, t)]$ , а задача расчета давления и температуры в слое, пересеченном каналом, становится двумерной.

Область осадочного слоя вне канала при расчетах заменим ограниченной по  $r$  цилиндрической оболочкой с внутренним и внешним радиусами  $r = r_0$  и  $r = R$  соответственно. Значение  $R$  выберем таким, чтобы горизонтальная составляющая скорости фильтрации  $v_s^{(r)}|_{r=R}$  на этом расстоянии от оси была значительно меньшей, чем скорость воды  $v_b$ , втекающей через подошву слоя. Этот выбор осуществляется экспериментально путем решения нашей задачи с перебором значений  $R$ .

Таким образом, исследование нестационарных полей давления и температуры сводится к решению уравнений (6) и (8) в двумерной области, составленной из двух прямоугольных областей  $c$  и  $s$ ,

$$\begin{cases} c = 0 \leq r \leq r_0, & -H \leq z \leq 0; \\ s = 0 \leq r_0 \leq R, & -H \leq z \leq 0, \end{cases}$$

в которых физические свойства заполняющего их вещества определены выражениями (14а), (15а) и (17–20).

Поскольку область решения разделяется на две и с учетом аксиальной симметрии, уравнение (6) запишем в виде

$$S_{s|c} \frac{\partial p_{s|c}}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{\kappa_{s|c}}{\eta} \frac{\partial p_{s|c}}{\partial r} r \right] - \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{\kappa_{s|c}}{\eta} \frac{\partial}{\partial z} (p_{s|c} + \rho_w g z) \right] = 0. \quad (21)$$

Выше и здесь индекс  $s|c$  означает, что определяемая им величина относится либо к области вне канала ( $s$ ), либо к области внутри него ( $c$ ). Аргументы функций  $p_{s|c}(r, z, t)$ ,  $S_{s|c}(z, t)$ ,  $\kappa_{s|c}(z, t)$  в уравнениях (21) опущены для сокращения записи.

При решении уравнения (21) должны быть учтены физические условия, существующие на внешних и внутренних границах рассматриваемой среды. В нашей задаче фильтрации таковыми являются: давление на поверхности осадочного слоя везде равно давлению водяного  $P_0$  столба на дне моря, а скорость воды, втекающей в слой снизу

через его подошву, везде равна  $v_b$  (условие (7)); радиальная скорость  $v_c^{(r)}$  фильтрации равна нулю на оси канала ( $r = 0$ ) ввиду аксиальной симметрии; вдали от оси ( $r = R$ ) влияние канала не сказывается и поровая жидкость, как и до разломообразования, движется только вертикально; при переходе через боковую поверхность канала ( $r = r_0$ ) поровое давление и радиальная составляющая скорости фильтрации изменяются непрерывно (последнее отражает непрерывность потока жидкости, нормального к проницаемой границе, при отсутствии на ней источников и стоков). Приведем набор этих граничных условий, выраженных в математической форме:

$$\begin{cases} (p_s|_c)|_{z=0} = \rho_w^0 g h_w, & \left. \frac{\partial p_c}{\partial r} \right|_{r=0} = 0, & \left. -\frac{\kappa_s|_c}{\eta} \left( \frac{\partial p_s|_c}{\partial z} + \rho_w g \right) \right|_{z=-H} = v_b, \\ (p_c - p_s)|_{r=r_0} = 0, & \left. \frac{\partial p_s}{\partial r} \right|_{r=R} = 0, & \left. \left( \frac{\kappa_c}{\eta} \frac{\partial p_c}{\partial r} - \frac{\kappa_s}{\eta} \frac{\partial p_s}{\partial r} \right) \right|_{r=r_0} = 0. \end{cases} \quad (22)$$

В качестве начального условия в областях как внутри, так и вне канала используем значения давления, существовавшего там до начала разломообразования и определяемого выражением (12):

$$p_s|_c(r, z, t)|_{t=0} = p_0(z). \quad (23)$$

Аналогично в аксиально симметричной среде уравнение (8), определяющее распределение температуры, принимает вид

$$\begin{aligned} \overline{\rho C_s|_c} \frac{\partial T_s|_c}{\partial t} - \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \left[ \bar{\lambda}_s|_c \frac{\partial T_s|_c}{\partial r} - \rho_w C_w v_s^{(r)}|_c T_s|_c \right] r \right\} - \\ - \frac{\partial}{\partial z} \left[ \bar{\lambda}_s|_c \frac{\partial T_s|_c}{\partial z} - \rho_w C_w v_s^{(z)}|_c T_s|_c \right] = 0. \end{aligned} \quad (24)$$

Для краткости здесь опущены аргументы у функций  $T_s|_c(r, z, t)$ ,  $\overline{\rho C_s|_c}(z, t)$ ,  $\bar{\lambda}_s|_c(z, t)$ ,  $v_s^{(r)}|_c(r, z, t)$ ,  $v_s^{(z)}|_c(r, z, t)$ .

При решении тепловой задачи уравнение (24) дополняется начальными условиями, которые как в области  $r \leq r_0$ , так и при  $r > r_0$  представляют собой температуру, существовавшую в осадочном слое до начала разломообразования и определенную нами с помощью равенства (13),

$$T_s|_c(r, z, t) = T_0(z). \quad (25)$$

Уравнение (24) дополняется также следующими граничными условиями: температура сохраняется постоянной везде на дне моря ( $z = 0$ ), а также не изменяется на подошве ( $z = -H$ ) осадочного слоя (условие (9)); на оси канала ( $r = 0$ ) вследствие аксиальной симметрии существует только вертикальная компонента теплового потока; вдали от канала ( $r = R$ ) его искажающее влияние исчезает и поэтому радиальная составляющая теплового потока отсутствует; температура и радиальная составляющая теплового потока непрерывны при переходе через боковую поверхность канала ( $r = r_0$ ),

поскольку на ней отсутствуют источники и стоки тепла. Формально эти условия представляются следующим набором равенств:

$$\left\{ \begin{array}{l} T_s|_c|_{z=0} = T_w, \quad T_s|_c|_{z=-H} = T_b, \quad (T_c - T_s)|_{r=r_0} = 0, \\ \frac{\partial T_c}{\partial r}|_{r=0} = 0, \quad \frac{\partial T_s}{\partial r}|_{r=R} = 0, \quad \left( \bar{\lambda}_c \frac{\partial T_c}{\partial r} - \bar{\lambda}_s \frac{\partial T_s}{\partial r} \right) \Big|_{r=r_0} = 0. \end{array} \right. \quad (26)$$

Связанные фильтрационная и тепловая задачи, представленные уравнениями (21) и (24), вместе с условиями (22), (23) и (25), (26) решались совместно с использованием COMSOL Multiphysics — среды численного моделирования и решения уравнений математической физики, основанной на применении метода конечных элементов [25].

### Значения параметров среды

Параметр	Значение	Источник данных
Глубина моря, $h_w$ , м	1000	
Скорость воды, протекающей через подошву слоя, $v_b$ , см/год	0.1	
Температура морского дна, $T_w$ , °C	3	
Плотность морской и поровой воды, $\rho_w^0 = \rho_w$ , кг/м <sup>3</sup>	1035	
Плотность скелетного вещества терригенного осадка, $\rho_{sk}$ , кг/м <sup>3</sup>	2670	[23]
Плотность гидрата метана, $\rho_h$ , кг/м <sup>3</sup>	913	[1-2]
Пористость на дне моря, $\phi_0$	0.65	[3-9]
Параметр уплотнения вне канала, $\bar{k}_s$ , м <sup>-1</sup>	$4.5 \cdot 10^{-4}$	[26]
Параметр уплотнения внутри канала, $\hat{k}_c$ , м <sup>-1</sup>	$9 \cdot 10^{-5}$	
Проницаемость на дне моря вне канала, $\kappa_s^0$ , м <sup>2</sup>	$10^{-11}$	[27], [10]
Проницаемость на дне моря в канале, $\kappa_c^0$ , м <sup>2</sup>	$10^{-10}$	[27], [10]
Коэффициент Био, $\alpha$	0.75	[22]
Модуль всестороннего сжатия скелетного вещества, $K_s$ , Па	$3.9 \cdot 10^{10}$	[22]
Модуль всестороннего сжатия воды, $K_w$ , Па	$3.3 \cdot 10^9$	[22]
Теплопроводность скелетного вещества, $\lambda_{sk}$ , Вт/(м·К)	2.5	[28]
Теплопроводность воды, $\lambda_w$ , Вт/(м·К)	0.6	[28]
Теплопроводность гидрата метана, $\lambda_h$ , Вт/(м·К)	0.4	[28]
Теплопроводность метана-газа, $\lambda_g$ , Вт/(м·К)	0.037	[29]
Теплоемкость скелетного вещества, $C_{sk}$ , Дж/(кг·К)	1000	[30]
Теплоемкость воды, $C_w$ , Дж/(кг·К)	4187	
Теплоемкость гидрата метана, $C_h$ , Дж/(кг·К)	2080	[30]
Концентрация гидрата в объеме пор, $\gamma_h$ , %	40	[9]
Концентрация свободного метана-газа в объеме пор, $\gamma_g$ , %	3	

Каждая зона дробления возникает в результате многократных актов проявления разломной деятельности. Исследование таких зон показывает, что в зависимости от геодинамической обстановки интервал между повторными движениями по разлому может меняться от первых лет и даже месяцев до первых сотен лет в период активной фазы формирования нарушенной зоны [10]. В наших расчетах выберем продолжительность процесса разломообразования, равной (для определенности)  $\Theta = 1000$  лет, т. е.  $\tau = 500$  лет.

Приведем значения основных параметров среды, использованных нами при расчетах (см. таблицу).

В таблицу не включены такие параметры, как  $H$ ,  $T_b$ ,  $R$  и  $r_0$ . Это связано с тем, что нестационарное поле давления и температуры вычислялось нами в двух вариантах мощности осадочного слоя. В первом из них мощность слоя и температура на его подошве  $H = 5000$  м и  $T_b = 150^\circ\text{C}$ . В этом случае, как было установлено в результате расчетов, на расстоянии  $R = 4000$  м от оси канала горизонтальная составляющая скорости фильтрации не превышает 0.1% от скорости  $v_b$  воды, втекающей снизу в слой и являющейся одним из граничных условий, а температура примерно с той же точностью совпадает с начальной температурой  $T_0(z)$ , определяемой выражением (13). Во втором варианте приняты следующие значения:  $H = 1000$  м,  $T_b = 30^\circ\text{C}$  и  $R = 2000$  м.

Влияние геометрии среды на нестационарный режим слоя зависит не только от его мощности, но и от размеров проницаемого канала. В указанных выше вариантах полный цикл вычислений производился при следующих значениях радиуса канала:  $r_0 = 25, 50, 75, 100, 125, 200, 300, 400, 500$  м.

В обеих областях ( $0 \leq r \leq r_0$ ,  $-H \leq z \leq 0$ ) и ( $r_0 < r \leq R$ ,  $-H \leq z \leq 0$ ) выбор размеров треугольных конечных элементов определялся параметрами областей. Даже в самых больших из них этот размер не превышал 50 м. Сетка элементов выбиралась неоднородной: со сгущениями вблизи поверхности и подошвы слоя, а также около оси канала и его боковой поверхности. Здесь максимальный размер элемента определялся радиусом канала и не превышал 5 м даже при  $r_0 = 500$  м. Выбор такой сетки обеспечил точность вычислений скорости фильтрации и теплового потока на этих границах не более, чем 0.1%. Для этого потребовалось, однако, использовать сетки с большим числом элементов. Например, при  $H = 5000$  м и  $r_0 = 200$  м число конечных элементов составило  $\sim 84000$ , что соответствует  $\sim 340000$  узлов сетки.

При использовании метода конечных элементов нестационарные краевые задачи сводятся к решению больших разреженных систем обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка по времени для определяемых значений во всех узлах сетки. Из-за того, что каждая такая система плохо обусловлена, ее интегрирование ведется с достаточно малыми переменными во времени шагами с использованием, как правило, многошаговых неявных схем также переменного порядка. Это обеспечивает устойчивые результаты с нужной точностью. В рассматриваемой связанной (фильтрационная и тепловая) задаче с принятым нами значением  $\tau$  интегрирование такой системы дифференциальных уравнений осуществлялось для экспериментально подобранных следующих 74 фиксированных моментов времени (в млн лет), записанных в векторной форме:  $t = [(0 : 9) \cdot 10^{-5} (1 : 0.5 : 9.5) \cdot 10^{-4} (1 : 0.5 : 9.5) \cdot 10^{-3} (1 : 9) \cdot 10^{-2} 0.1 : 0.1 : 0.9 1 : 10]$ . На каждом временном шаге значения функций в узлах сетки находились путем решения больших разреженных систем линейных алгебраических уравнений, к которым, в конечном счете, сводится проблема. Чтобы получить результаты для фиксированных моментов, решения систем линейных алгебраических уравнений необходимо производить также на множестве промежуточных шагов по времени, выбираемых управляющей программой в соответствии с используемыми алгоритмами решения вышеупомянутой системы дифференциальных уравнений.

### 1.2.3. Результаты расчета нестационарных полей давления и температуры

Результаты произведенных вычислений показывают, что неоднородность в виде пронизываемого вертикального цилиндрического канала начинает сказываться сразу после начала его плавного формирования. Проявляется это прежде всего в появлении ранее отсутствовавшей горизонтальной составляющей скорости фильтрации. В нижней части канала поровая вода втекает в него, т. е. движется против радиуса, а потому ее скорость изображается как отрицательная. Максимальных по абсолютной величине значений радиальная скорость достигает на боковой поверхности канала вблизи его основания, несмотря на чрезвычайно малую проницаемость ( $\sim 10^{-15} \text{ м}^2$ ) осадочной породы в этой области вне канала. Как следует из рис. 1, а, при мощности слоя  $H = 5000$  м и радиусе канала  $r_0 = 200$  м скорость воды, втекающей в канал через боковую поверхность, растет со временем. Так, всего лишь через 50 лет после начала образования канала она уже в два раза превышает скорость  $v_b$  жидкости, втекающей через подошву слоя, а в момент завершения процесса (при  $t \geq \Theta = 1000$  лет) превосходит эту скорость более чем в пять раз.

Поровая вода, горизонтально втекая в канал и двигаясь к его оси, постепенно изменяет направления своего движения на вертикальное. При этом в каждый фиксированный момент времени в нижней части канала приток воды через его боковую поверхность сопровождается ростом давления жидкости, что с удалением от подошвы слоя приводит, с одной стороны, к возрастанию скорости подъема флюида, а с другой — к выравниванию давлений внутри и снаружи канала и, следовательно, к уменьшению горизонтальных градиентов порового давления на обеих сторонах боковой поверхности канала. В результате в соответствии с законом Дарси (1) на некотором удалении от подошвы горизонтальная скорость жидкости, втекающей в этот момент в канал, убывает вплоть до нуля, а затем с уменьшением глубины скорость фильтрации через боковую поверхность становится положительной, т. е. поровая вода начинает вытекать из канала (рис. 1, а). Этой глубине соответствует максимум вертикальной скорости на оси канала (рис. 1, б). Как следует из этих рисунков, с увеличением времени после начала формирования канала глубина, на которой происходит смена направления фильтрации жидкости, уменьшается, а максимальное значение вертикальной скорости на оси возрастает. В рассматриваемом примере мощного осадочного слоя достаточно крупного канала ( $H = 5000$  м,  $r_0 = 200$  м) максимальные значения вертикальной скорости на оси могут (в зависимости от  $t$ ) значительно превосходить величину  $v_b$ . В частности, на завершающей стадии образования канала при  $t = 1000$  лет это превышение достигает  $\sim 40$  раз. Вверх от упомянутых пунктов смены направления фильтрации через боковую поверхность канала скорость вытекающей из него воды достигает максимума. Глубина (координата) этого максимума со временем уменьшается. На глубинах, меньших точки максимума, радиальная скорость монотонно убывает до нуля на поверхности слоя (дне моря). Вертикальная составляющая скорости на оси канала выше указанных пунктов с приближением к дну также уменьшается монотонно, но остается заметно большей, чем скорость воды, втекающей через подошву слоя. К моменту завершения разломообразования вертикальная составляющая на дне на оси канала превосходит  $v_b$  более чем в 30 раз (в данной модели среды).

Влияние геометрии канала на характер изменения скорости фильтрации демонстрируют рис. 1, в, г, на которых для того же слоя ( $H = 5000$  м) приведены аналогичные

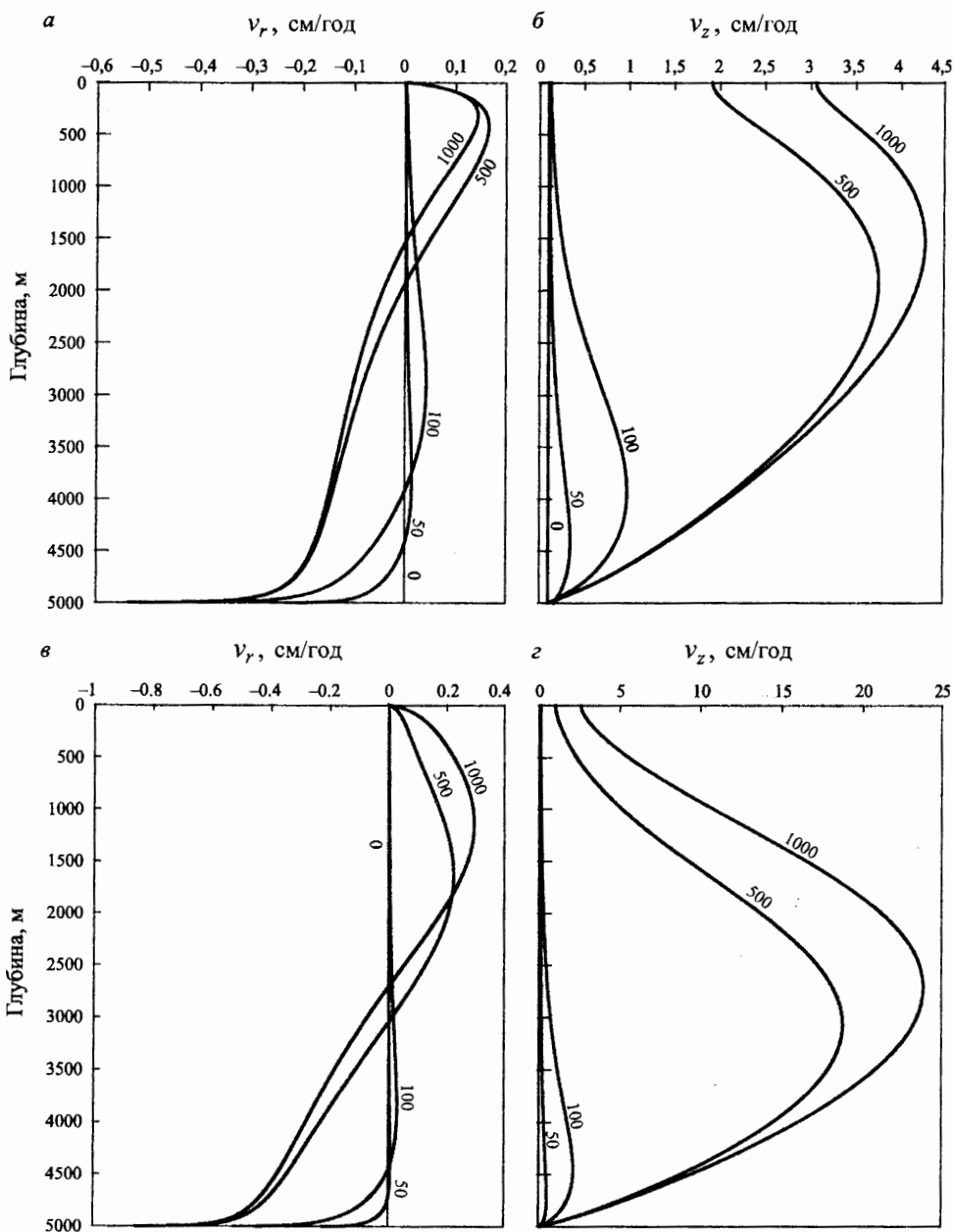


Рис. 1. Скорости фильтрации воды в канале при мощности осадочного слоя  $H = 5000$  м: *a* — радиальная составляющая скорости фильтрации через боковую поверхность канала с радиусом  $r_0 = 200$  м; *б* — вертикальная составляющая скорости вдоль оси этого канала; *в* — радиальная составляющая скорости фильтрации через боковую поверхность канала с радиусом  $r_0 = 50$  м; *г* — вертикальная составляющая скорости вдоль оси этого канала. Индекс кривых — время после начала формирования канала, лет

зависимости радиальной и вертикальной скоростей от глубины, но при радиусе канала  $r_0 = 50$  м. При всем качественном сходстве этих зависимостей с теми, которые представлены на рис. 1, а, б, они ощутимо отличаются количественно. Так, экстремальные значения радиальной скорости на рис. 1, в почти в 2 раза превосходят по абсолютной величине соответствующие значения при  $r_0 = 200$  м. Казалось бы, образование канала с большим радиусом должно сильнее исказить поле давления порового флюида в окрестности канала, а наблюдаемая картина противоречит этому естественному ожиданию. На самом деле здесь нет противоречия, а существо заключается в следующем.

Действительно, как показывают выполненные расчеты, образование каналов с большими радиусами приводит к заметному понижению давления  $\Delta p$  на их боковой поверхности относительно его значения в удаленных областях слоя на той же глубине, где влияние канала не ощущается, или (то же самое) давления, существовавшего здесь до начала формирования канала. В частности, подобное падение давления на поверхности канала в его нижней части, например, на глубине 4900 м,  $\sim 11250$  Па при  $r_0 \geq 500$  м и  $t = 1000$  лет. С точностью до первых десятков паскалей этот перепад давления характерен и для каналов с меньшими (до  $r_0 = 200$  м) радиусами на том же времени. Это свидетельствует о том, что, начиная с этого радиуса, давление на боковой поверхности канала может считаться асимптотическим, характерным для канала с очень большим радиусом. Для примера укажем, что при радиусах канала  $r_0 = 25, 50, 100$  м соответствующие им перепады давления составляют  $\Delta p \approx 9250, 10400, 10950$  Па на той же глубине, явно указывая на уменьшение возмущения поля давления с уменьшением размеров неоднородности.

Искажение давления в слое, вызванное присутствием неоднородности в виде канала большого размера, начинает сказываться на заметно большем радиальном расстоянии от боковой поверхности канала, чем в случае каналов с малыми радиусами. Так, на той же глубине 4900 м и  $t = 1000$  лет прирост давления относительно его величины при  $r = r_0$  достигает значения, составляющего 90% от максимального перепада  $\Delta p$ , на расстоянии 1100 м от боковой поверхности канала с  $r_0 = 500$  и 730 м, когда  $r_0 = 50$  м. Аналогично относительный прирост давления на 50% от  $\Delta p$  фиксируется на расстояниях от боковой поверхности, равных 250 и 175 м соответственно. Это свидетельствует о том, что при уменьшении  $r_0$  горизонтальный градиент давления вблизи боковой поверхности вертикального канала заметно возрастает, поскольку сам полный перепад давления изменяется существенно медленнее в широком диапазоне радиусов канала. Непосредственный расчет, выполненный для внешней стороны боковой поверхности канала (глубина 4900 м и  $t = 1000$  лет) при  $r_0 = 25, 50, 100, 200, 300, 400, 500$  м, дает следующие значения:  $(\partial p / \partial r)|_{r=r_0+0} \approx 120, 84, 59, 43, 37, 34, 32$  Па/м.

В нижней внутренней части канала перепад давления между его боковой поверхностью и осью, оставаясь чрезвычайно малым, тем не менее непрерывно растет с увеличением радиуса  $r_0$ . В нашем случае на той же глубине 4900 м и  $t = 1000$  лет, взятыми в качестве примера, для указанных радиусов каналов этот перепад составляет  $\Delta p \approx 0.3, 0.42, 0.6, 0.9, 1.2, 1.45, 1.55$  Па. Отсюда следует, что на этой глубине приращение давления на единицу длины радиуса  $D_r = [p(r_0) - p(0)] / r_0$  внутри указанных каналов быстро уменьшается от  $D_r \approx 0.012$  до 0.003 Па/м (почти в 4 раза!) при увеличении их радиусов  $r_0 = 25-500$  м. Этим и определяется рост горизонтального градиента давления на внутренней боковой поверхности канала в его нижней части при уменьшении ради-



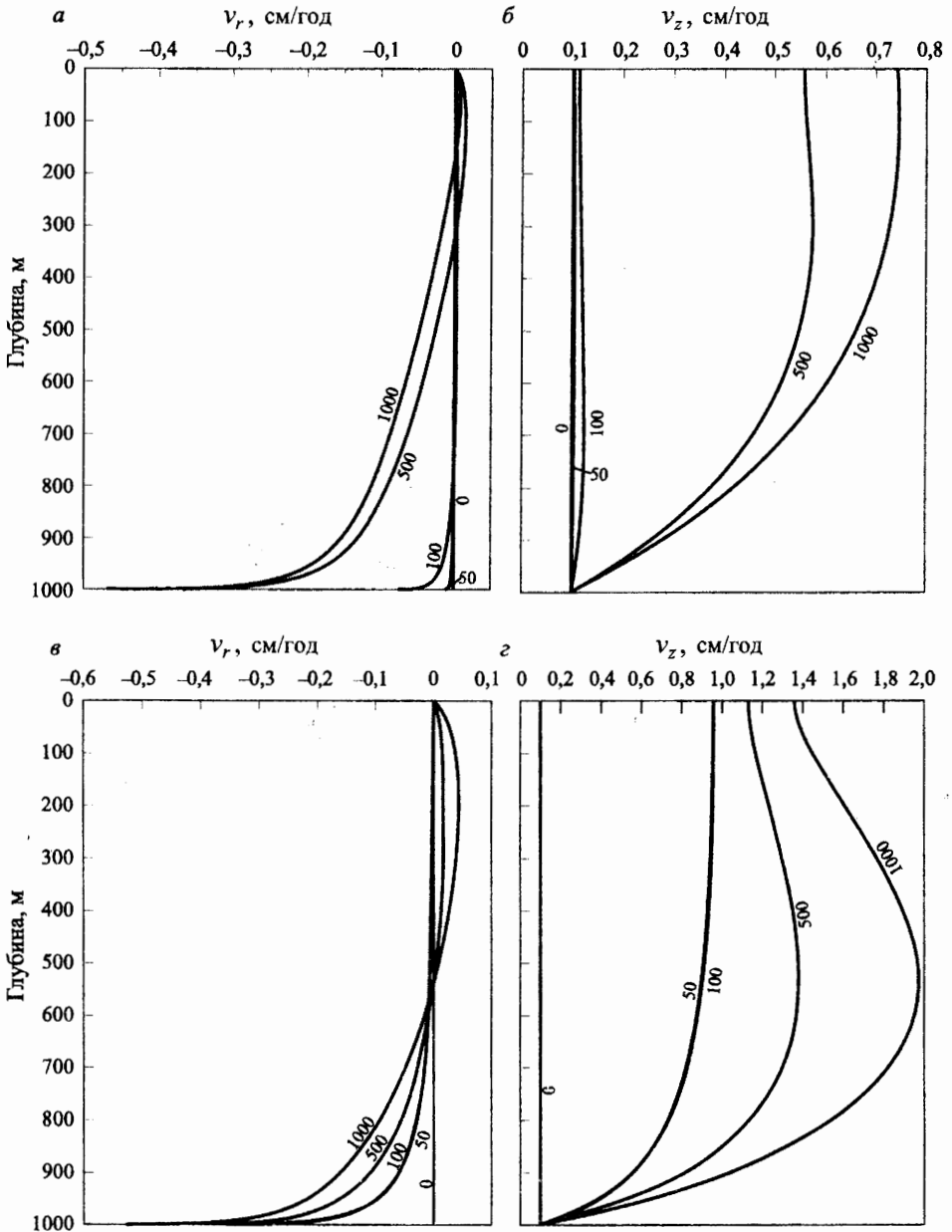


Рис. 2. Скорости фильтрации воды в канале при мощности осадочного слоя  $H = 1000$  м. Условные обозначения см. на рис. 1

уса  $r_0$ . Учитывая же различие в проницаемостях с обеих сторон боковой поверхности канала, определяемых равенствами (15) и (15а), и непрерывность радиальной скорости фильтрации при пересечении этой поверхности, большие значения скорости воды, втекающей в каналы меньшего радиуса, являются совершенно естественными. Столь же естественно ожидать, что, начиная с некоторого значения радиуса  $r_0^{\max}$ , дальнейшее его уменьшение будет сопровождаться уменьшением скорости втекающей жидкости, поскольку при  $r_0 \rightarrow 0$ , т. е. при исчезновении неоднородности, исчезает и перепад давления, а само давление в слое везде будет таким же, как до момента  $t = 0$ . Мы не проводим здесь поиска этого значения  $r_0^{\max}$  для скорости втекающей воды, так как предметом настоящей работы является моделирование реальной геологической ситуации, в которой существование канала с радиусом  $r_0 < 25$  м маловероятно.

Выше говорилось, что поровая жидкость, горизонтально втекающая в канал, меняет направление своего движения на вертикальное. При этом, чем меньше радиус канала и поэтому больше скорость втекания, тем с большей скоростью вода фильтруется вверх. Сопоставление рис. 1, *г* и *б* наглядно подтверждает этот вывод. Отметим, что при  $r_0 = 50$  м,  $t = 1000$  лет и мощности осадочного слоя  $H = 5000$  м максимальное значение вертикальной скорости более чем в 200 раз превосходит принятую нами скорость  $v_b$  на подошве слоя.

Нужно также сказать, что с уменьшением радиуса канала увеличивается глубина, на которой процесс инфильтрации жидкости в канал сменяется ее вытеснением из него. С уменьшением  $r_0$  скорость истечения достигает максимума также ближе к основанию канала, а значение в максимуме возрастает. Интенсивная фильтрация из канала ведет к ослаблению в нем вертикального потока воды и, в частности, скорости разгрузки на дне моря, что ясно демонстрирует сопоставление этих же рис. 1, *г* и *б*.

Приведенный выше анализ влияния канала на условия фильтрации выполнен для мощного ( $H = 5000$  м) осадочного слоя. При этом наиболее резкие искажения поля давления и скорости фильтрации в канале отмечаются в его самой нижней части, где у подошвы слоя давление максимально. В слое меньшей мощности и, естественно, с меньшим давлением на его подошве влияние канала более сглаженное, а экстремальные значения скорости фильтрации существенно меньше по абсолютной величине. В этом нетрудно убедиться, сравнив рис. 1 и 2, где отображенные в графиках результаты аналогичного расчета соответствуют относительно небольшой мощности осадочного слоя:  $H = 1000$  м.

#### 1.2.4. Процесс установления давления и температуры

Для исследования процесса установления гидравлического режима в осадочном покрове, пронизанном формирующимся каналом, рассмотрим особенности изменения во времени вертикальной составляющей скорости фильтрации на поверхности слоя (дне моря). В частности, ограничимся анализом изменения только осевой скорости.

На рис. 3 приведены результаты расчета указанной скорости на оси каналов с радиусами  $r_0 = 50, 75, 100, 125, 200, 300, 400, 500$  м. Вычисления выполнены как для слоя мощностью  $H = 5000$  м, так и при  $H = 1000$  м. Как следует из этого рисунка, осевая скорость на дне моря устанавливается чрезвычайно быстро. Для каналов всех перечисленных размеров нестационарность гидравлического режима прекращается практически одновременно с завершением формирования канала. Начиная с момента  $t = 0$ ,

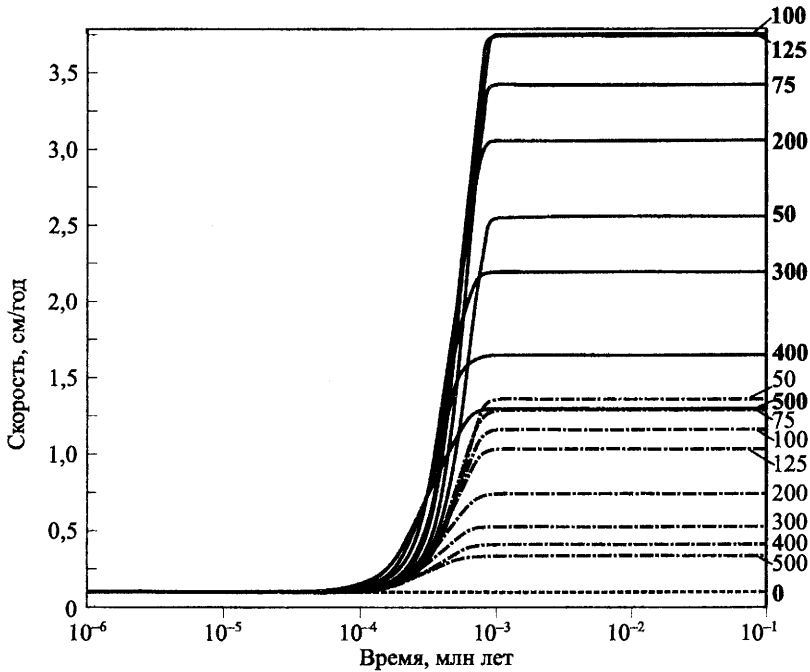


Рис. 3. Процесс установления осевой скорости фильтрации через дно моря.

Сплошные линии — изменение скорости фильтрации после начала разломообразования при мощности осадочного чехла  $H = 5000$  м; штрихпунктирные линии — то же при  $H = 1000$  м; пунктир — начальная скорость фильтрации (до разломообразования). Индекс кривых — радиус канала, м

что в нашем случае соответствует времени в 1000 лет, скорость фильтрации и, следовательно, весь гидравлический режим, становятся стационарными при любом радиусе канала.

Рис. 3 отчетливо свидетельствует также о наличии максимума осевой скорости на дне моря, которая зависит от радиуса канала при мощности слоя  $H = 5000$  м. Максимум достигается при некотором  $r_0 = r_0^{\max}$ , причем  $75 < r_0^{\max} < 100$  м. Рис. 3 показывает, однако, что при  $H = 1000$  м осевая скорость увеличивается монотонно с уменьшением  $r_0$ , если  $r_0 \geq 50$  м. Это подкрепляет высказанное в предыдущем разделе утверждение, что влияние неоднородности (канала) действительно начинает убывать, когда радиус канала становится меньше определенного предельного значения, и говорит о том, что для каждой характеристики гидрологического режима существует свой  $r_0 = r_0^{\max}$ .

Тепловой режим осадочного слоя при образовании в нем проницаемого канала устанавливается значительно медленнее, чем гидравлический. Причем скорость установления зависит как от мощности осадочного слоя, так и от размера (радиуса) канала (рис. 4).

В слое относительно небольшой мощности нестационарность теплового потока прекращается практически одновременно с завершением активной фазы разломообразования вне зависимости от размера канала (рис. 4). Если радиус канала невелик, тепловой поток быстро устанавливается и на поверхности мощного осадочного чехла (график

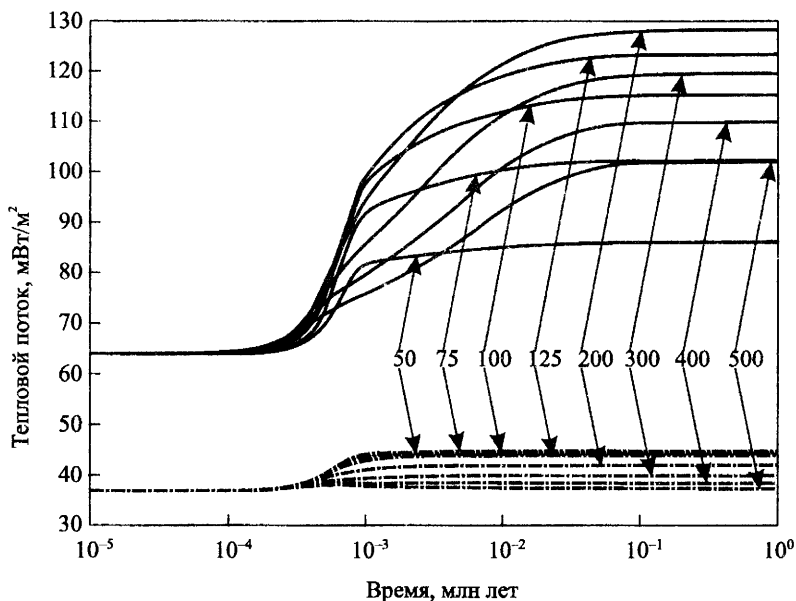


Рис. 4. Процесс установления полного осевого теплового потока через дно моря.

Сплошные линии — изменение полного теплового потока после начала разломообразования при мощности осадочного чехла  $H = 5000$  м; штрихпунктирные линии — то же при  $H = 1000$  м. Индекс кривых — радиус канала, м

для  $r_0 = 50$  м). Для мощного слоя осадков время установления теплового потока на дне зависит от размера канала весьма существенно. Однако, если  $t \geq 0.1$  млн лет, поток на дне в центре канала становится стационарным при любом радиусе  $r_0$ . Это означает, что инерционность теплового режима примерно в 100 раз превосходит аналогичное свойство гидравлического режима. В случае мощного чехла в зависимости установившегося потока от радиуса канала имеется максимум, который достигается в диапазоне радиусов  $200 \text{ м} < r_0 < 300 \text{ м}$  (рис. 4).

Как следует из рисунка, образование проницаемого канала в мощном осадочном покрове вызывает значительное увеличение потока по сравнению с тем, которое наблюдается при относительно небольшой мощности слоя. Действительно, при  $t \geq 0.1$  млн лет,  $H = 5000$  м и  $r_0 = 200$  м тепловой поток на дне в центре канала в  $\sim 2$  раза превышает поток через дно, существовавший до начала разломообразования. При том же радиусе и в то же время, но при мощности слоя  $H = 1000$  м тепловой поток возрастает только на  $\sim 15\%$ .

Основной вклад в аномальный тепловой поток в центре канала на дне моря вносит, как показывают расчеты, его кондуктивная составляющая. Конвективная составляющая аномального потока, обязанная теплопереносу движущейся в канале водой, у дна по величине не превосходит 10% от значения полного потока при мощности осадочного слоя и размере канала, меняющихся в широком диапазоне. Другими словами, в верхней части канала искажение теплового режима осадочного слоя, вызванное образованием проницаемого канала, происходит, главным образом, из-за изменения тепло-

физических свойств среды, обусловленного, в свою очередь, изменением ее геометрии и ослаблением осадочных пород в процессе разломообразования.

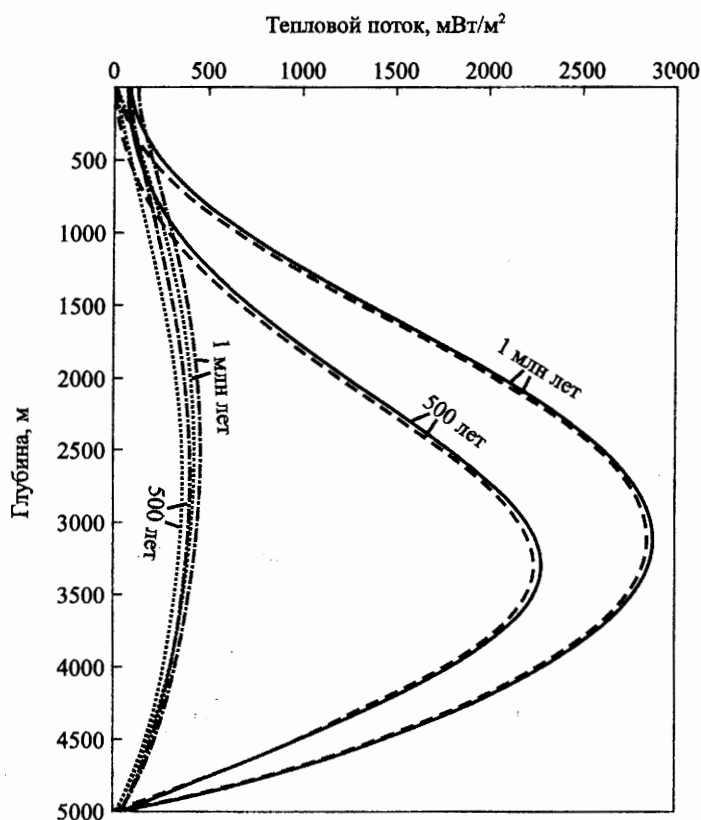


Рис. 5. Тепловой поток вдоль оси канала.

Сплошные линии — полный тепловой поток при радиусе канала  $r_0 = 50$  м; пунктирные линии — конвективная составляющая потока при том же радиусе; штрихпунктирные линии — полный поток при радиусе  $r_0 = 200$  м; точечные линии — конвективная составляющая потока при том же радиусе. Подписи кривых — время в годах после начала формирования канала

Совершенно другая картина наблюдается вдоль оси канала в мощном осадочном слое, где тепловой поток (весь поток имеет здесь только осевую компоненту) достигает чрезвычайно больших значений в средней части канала. В этом случае, напротив, вклад конвективной составляющей является подавляющим (рис. 5). Чтобы не загромождать рисунок, приводим результаты расчетов только при мощности слоя  $H = 5000$  м и радиусах канала  $r_0 = 50, 200$  м. Вычисления выполнены для двух времен. Первое из них ( $t = 500$  лет) соответствует самой активной фазе разломообразования, тогда как второе время ( $t = 1$  млн лет) соответствует уже стационарному режиму слоя. Наличие широких и чрезвычайно интенсивных максимумов теплового потока обусловлено высокими скоростями вертикальной фильтрации в средней части канала, о которых мы уже говорили. В нижней и верхней частях канала преобладают горизонтальные движения

воды: втекание и отток соответственно. Поэтому вертикальная составляющая теплового потока быстро убывает в канале как вблизи подошвы слоя, так и его поверхности.

## 2. Влияние канала на условия стабильности газовых гидратов

В предыдущем разделе мы рассмотрели основные особенности гидравлического и теплового режимов осадочного слоя, возникающие в результате разломообразования и формирования проницаемого канала. Было установлено, что максимальные искажения режимов достигаются к моменту установления их стационарного состояния. В этом исследовании мы ограничились моделью двухкомпонентной осадочной среды, состоящей из кристаллической матрицы минерального вещества осадка и поровой воды, заполняющей межзеренное пространство.

Изучение условий стабильности газовых гидратов при наличии канала необходимо вести с учетом того, что газогидраты в зоне стабильности, заполняющие часть порового пространства, во-первых, отличаются от воды и минерального материала по своим теплофизическим свойствам, а во-вторых, уменьшают количество порового флюида, фильтрующегося в осадочной среде. Кроме того, следует учитывать, что непосредственно под подошвой осадков, содержащих, например, гидраты метана, т. е. сразу под нижней границей зоны стабильности, как правило, существует слой осадков, в порах которых присутствует свободный метан-газ, резко отличающийся по плотности и теплофизическим свойствам как от вещества минеральной матрицы, так и от поровой воды.

### 2.1. Физические свойства среды и основные формулы, используемые при расчетах стационарных гидравлического и теплового полей

Рассмотрим осадочный слой мощностью  $H$ , пересеченный каналом с радиусом  $r_0$ . В каждой вертикальной колонке высотой  $H$  с радиальной координатой  $r$  и единичным сечением выделяются 4 области, осадочное вещество в которых обладает следующими свойствами:

1. В самой верхней части, имеющей мощность  $h_u$ , газовые гидраты и свободный газ отсутствуют. Нижняя граница этой области соответствует верхней границе зоны стабильности, положение которой ( $z = -h_u$ ) примем постоянной на любом расстоянии  $r$  от оси. Пористость  $\bar{\Phi}_{s|c}(z)$  здесь определяется формулами (14) или (14а) в зависимости от  $r$ : если  $r < r_0$ , то нижний индекс —  $c$ , при  $r \geq r_0$  нижний индекс —  $s$ .

2. Ниже располагается область осадков мощностью  $h_h(r)$ , содержащих в поровом пространстве гидрат метана, относительный объем которого в объеме пор или концентрацию обозначим  $\gamma_h$ .

3. Ниже осадков с гидратами располагается область осадков мощностью  $h_g$ , в порах которых содержится свободный газ-метан, концентрацию которого в поровом пространстве обозначим  $\gamma_g$ .

4. Нижняя область колонки  $-H \leq z < -[h_u(r) + h_h(r) + h_g]$  занята двухкомпонентным осадочным материалом с пористостью  $\bar{\Phi}_{s|c}(z)$ .

Зависимость мощности слоя  $h_h(r)$  от координаты  $r$  определяется глубиной, на которой температура  $T(r, z)$  в неоднородной среде на этом расстоянии от оси совпадает с температурой фазового перехода гидрат метана — метан-газ. Поскольку распределение  $T(r, z)$  заранее не известно и определение этой мощности само являются одной из целей исследования, то изучение влияния канала должно осуществляться итеративно. В качестве первого приближения можно использовать мощность зоны стабильности гидрата метана, которая была в осадочном слое до начала разломообразования. Положение нижней границы этой зоны находится на пересечении вертикального профиля температуры (13) с кривой фазового равновесия, рассчитываемой с помощью программы, разработанной Е. Д. Слоаном [31].

Проницаемость  $\kappa_{s|c}(z)$  в первой и четвертой областях определяется формулами (15) и (15а). Эффективная теплопроводность осадков в этих областях описывается равенством (16а) при  $r \geq r_0$ . Если  $r < r_0$ , то теплопроводность находится также по формуле (16а), но с заменой там пористости  $\bar{\Phi}_{s|c}(z)$  из равенства (14) на  $\bar{\Phi}_c(z)$  из (14а). Эффективная специфическая теплоемкость  $\bar{\rho}C_{s|c}(z)$  осадочной породы определяется из равенств, аналогичных (20), с заменой там  $\Phi_s(z, t)$  и  $\Phi_c(z, t)$  на  $\bar{\Phi}_s(z)$  и  $\bar{\Phi}_c(z)$ .

Во второй области  $h_u \leq z \leq [h_h(r) + h_u]$  при расчете проницаемости по формулам (15) и (15а) необходимо учитывать уменьшение эффективной пористости, поскольку часть порового пространства занимает гидрат метана. При этом будем считать, что сама пористость не зависит от наличия гидратов. С учетом этого эффекта кажущегося сокращения пористости из равенства (16) для эффективной теплопроводности имеем кубическое уравнение

$$\frac{1}{\bar{\lambda}} = 3 \left[ \frac{1 - \bar{\Phi}_{s|c}(z)}{2\bar{\lambda} + \lambda_{sk}} + \frac{(1 - \gamma_h)\bar{\Phi}_{s|c}(z)}{2\bar{\lambda} + \lambda_w} + \frac{\gamma_h\bar{\Phi}_{s|c}(z)}{2\bar{\lambda} + \lambda_h} \right], \quad (16б)$$

где  $\lambda_h$  — теплопроводность массивного гидрата метана. Здесь мы принимаем, что в среде с гидратом метана свободный метан-газ отсутствует.

В третьей области проницаемость вычисляется по тем же формулам (15) и (15а) с учетом уменьшения эффективной пористости в  $(1 - \gamma_g)$  раз по сравнению с  $\bar{\Phi}_{s|c}(z)$  из-за наличия свободного газа. Теплопроводность определяется путем решения уравнения (16б) с предварительной заменой  $\gamma_h$  на  $\gamma_g$  и  $\lambda_h$  на  $\lambda_g$ .

Выражение для объемной (специфической) теплоемкости во второй и третьей областях может быть единообразно записано в виде

$$\bar{\rho}C_{s|c}^{h|g}(z) = \rho_{sk}C_{sk} - [\rho_{sk}C_{sk} - \rho_w C_w + (\rho_w C_w - \rho_{h|g}C_{h|g}) \gamma_{h|g}] \bar{\Phi}_{s|c}(z). \quad (27)$$

Обозначения, использованные в равенстве (27), легко понимаются интуитивно.

Для третьей области в выражении (27)  $\rho_{h|g}C_{h|g} \ll \rho_w C_w$  из-за малой плотности метана-газа, поэтому этот член следует исключить при расчетах.

В неоднородном осадочном слое с вертикальным проницаемым каналом распределения стационарных давления и температуры находятся путем решения следующих уравнений, получающихся из уравнений (21) и (24) при отбрасывании из них производных по времени:

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left[ \frac{\kappa_{s|c}}{\eta} \frac{\partial p_{s|c}}{\partial r} r \right] + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \frac{\kappa_{s|c}}{\eta} \frac{\partial}{\partial z} (p_{s|c} + \rho_w g z) \right] = 0; \quad (21a)$$

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left\{ \left[ \bar{\lambda}_{s|c} \frac{\partial T_{s|c}}{\partial r} - \rho_w C_w v_{s|c}^{(r)} T_{s|c} \right] r \right\} + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \bar{\lambda}_{s|c} \frac{\partial T_{s|c}}{\partial z} - \rho_w C_w v_{s|c}^{(z)} T_{s|c} \right] = 0. \quad (24a)$$

Уравнения (21a) и (24a) дополняются граничными условиями (22) и (26) соответственно.

## 2.2. Результаты расчета стационарных давления и температуры в слое при наличии в нем гидратов метана

Как уже указывалось, чтобы определить геометрическую структуру зависимых от температуры свойств среды, решение связанной гидравлической и тепловой задачи осуществлялось итерационным путем. На первом этапе для набора  $n$  координат  $r_n$  задавалось постоянное значение  $h_h(r_n) = h_h^0$  мощности слоя, содержащего гидрат метана. Величина  $h_h^0$  соответствует мощности зоны стабильности гидратов метана с температурой фазового равновесия  $T_{ph}^0$  на ее подошве. Величина  $T_{ph}^0$  рассчитывалась с использованием программы Е. Д. Слоана [27] для случая поровой воды с соленостью 35 ‰. Используя значение  $h_h^0$ , для каждого  $r_n$  рассчитывались эффективная пористость, проницаемость, теплопроводность и объемная теплоемкость в зависимости от вертикальной координаты  $z$  ( $-H \leq z \leq 0$ ). С этими зависимостями в системе COMSOL решалась связанная задача (21a), (24a) с граничными условиями (22) и (26). На втором этапе для каждого выбранного  $r_n$  ( $0 \leq r_n \leq R$ ) распределение температуры с глубиной, полученное в результате решения полной задачи на первом этапе, сравнивалось с упомянутой кривой фазового равновесия. По пересечению этих кривых для каждого из всех выбранных  $r_n$  находились уточненные значения вертикальной координаты  $z_{eq}(r_n) = -[h_u + h_h(r_n)]$  нижней границы зоны стабильности. Полученные при этих значениях эффективная пористость, проницаемость, теплопроводность и объемная теплоемкость аппроксимировались простыми зависимостями, которые и использовались при решении связанной задачи на следующем шаге последовательных приближений. Итерационный процесс останавливался, когда вычисленная мощность гидрат-содержащего слоя не отличалась для всех  $r_n$  более чем на 0.5 м от мощности, определенной на предыдущем шаге. Нужно отметить, что итерационный процесс сходится достаточно быстро. В широком диапазоне радиусов канала и при разных мощностях осадочного слоя, как показывает наш опыт, требуется не более 4 итераций. Все излагаемые ниже результаты получены после достижения сходимости с указанным ее критерием.

Из результатов расчетов, выполненных при совместном решении уравнений (21a) и (24a), наиболее интересны в практическом отношении те, которые можно проверить экспериментально в полевых исследованиях. Они имеют также значение для обоснования принципов оценки производительности процесса образования гидратных скоплений (в том числе их придонных разновидностей) по измеренным значениям скорости



$v^{(z)}(r, z = 0)$  и теплового потока  $q^{(z)}(r, z = 0)$ . Поэтому будем рассматривать только такие полученные при расчете данные, которые характеризуют гидравлическое и тепловое поля на поверхности осадочного слоя (дне моря). Величины всех параметров, входящих в уравнения и граничные условия, а также определяющих значения физических свойств, указаны в приведенной таблице.

На рис. 6, рассчитанном для  $H = 5000$  м и  $r_0 = 200$  м, демонстрируется профиль вертикальной скорости  $v^{(z)}(r, z = 0)$ , проходящий через центр канала. Нужно отметить, что поровая вода, в процессе фильтрации достигая дна, имеет здесь только вертикальную компоненту. Как следует из этого рисунка, аномалия скорости фильтрации, свидетельствующая о степени концентрации потока флюида в канале, достигает максимального значения  $v^{(z)}(r = 0, z = 0) = 3.1$  см/год. Напомним, что до образования канала скорость фильтрации в нашей модели везде в слое осадков  $v_b = 0.1$  см/год.

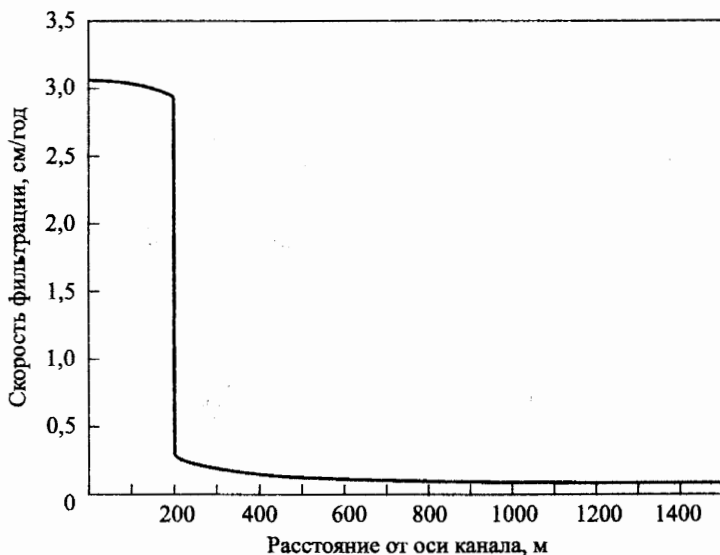


Рис. 6. Вертикальная установившаяся скорость фильтрации воды на дне моря при мощности осадочного чехла  $H = 5000$  м

Резкий (более чем в 10 раз) спад скорости фильтрации на дне моря происходит на границе канала. Уже на расстоянии 200 м от боковой границы скорость фильтрации практически не отличается от  $v_b$ . Качественно аналогичные картины наблюдаются и для других размеров канала в диапазоне  $25 \leq r_0 \leq 600$  м. Внутри канала скорость на дне меняется от оси до боковой поверхности не более чем на 5% во всем диапазоне радиусов.

При рассмотрении нестационарного процесса нами было установлено, что осевая скорость фильтрации существенно зависит от радиуса проникаемого канала и мощности осадочного покрова, а также было показано наличие максимума в зависимости этой скорости от радиуса канала. Подобный максимум существует и в стационарном случае при наличии в разрезе гидратов метана и свободного метана-газа.

Результаты расчета зависимости осевой скорости фильтрации от радиуса в этой

модели среды приведены на рис. 7 для двух значений мощности слоя:  $H = 5000$  м и  $H = 1000$  м. Если в нестационарном случае при двухкомпонентном осадочном материале и  $H = 5000$  м максимум предполагался в интервале  $75 < r_0 < 100$  м, то в присутствии газогидратов и свободного газа этот максимум соответствует  $\sim 110$  м. Для покрова мощностью  $H = 1000$  м максимальная скорость фильтрации на дне моря внутри канала отмечается при  $r_0 \approx 40$  м. Скорость разгрузки на поверхности мощного осадочного слоя более чем в 2.5 раза превышает скорость разгрузки при относительно небольшой мощности осадков ( $H = 1000$  м).

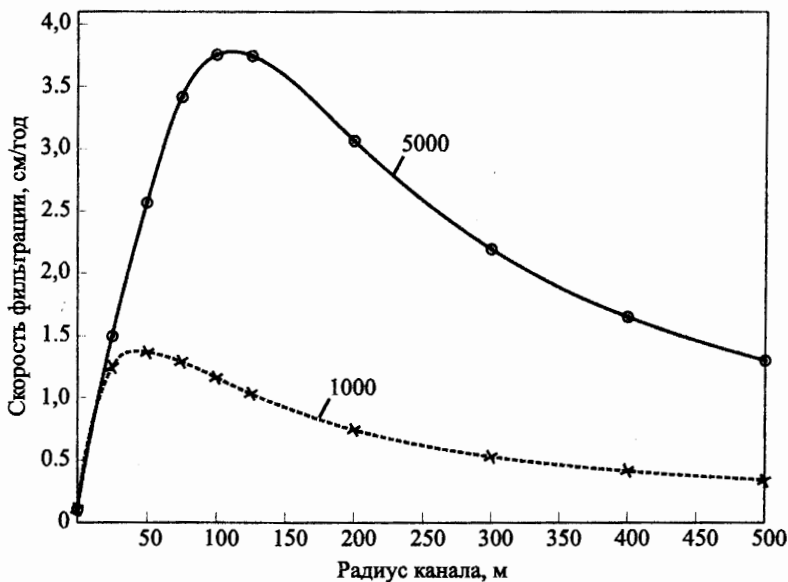


Рис. 7. Зависимость установившейся осевой скорости фильтрации воды на дне моря от радиуса канала.

Индекс кривых — мощность осадочного чехла; символы «○» и «×» — расчетные значения

На рис. 8 показан радиальный профиль вертикальных составляющих (горизонтальные составляющие на дне отсутствуют) полного, кондуктивного и конвективного потоков через дно моря, также рассчитанных для  $H = 5000$  м и  $r_0 = 200$  м. Как следует из этого рисунка, амплитуда аномалии полного потока в такой модели выражается не так резко, как аномалия скорости фильтрации. Она значительно шире и характеризуется существенно меньшей относительной амплитудой. На границе канала аномалия полного потока уменьшается почти в два раза относительно значения на оси. Это свойство характерно для всех размеров канала из диапазона  $25 \leq r_0 \leq 600$  м. Максимальное значение на оси канала также всего лишь в  $\sim 2$  раза превышает фоновое, характерное для среды до начала разломообразования. Как и для нестационарного процесса в двухкомпонентных осадках основной вклад в аномалию потока на поверхности вносит его кондуктивная составляющая (рис. 8). Именно поэтому влияние неоднородности (канала) с отличающимися теплофизическими свойствами проявляется и за ее пределами, тогда как конвективный поток качественно изменяется так же, как скорость фильтрации, что совершенно естественно.

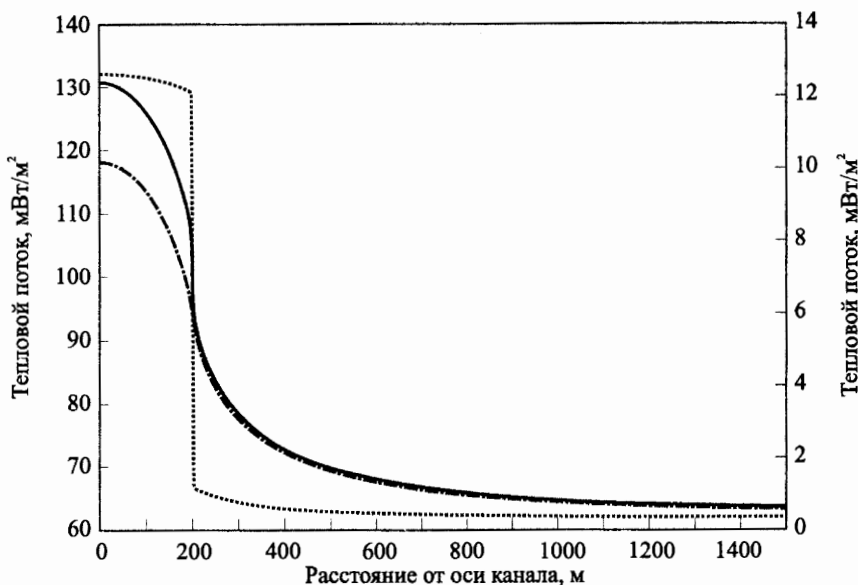


Рис. 8. Установившийся тепловой поток через дно моря при мощности осадочного чехла  $H = 5000$  м.

Сплошная линия — полный поток; штрихпунктирная линия — его кондуктивная составляющая; точки — конвективная составляющая. Шкала с правой стороны рисунка дана для конвективного потока

Амплитуда аномалии поверхностного теплового потока, так же как и в случае скорости фильтрации, изменяется в зависимости от радиуса канала. Эта зависимость изображена на рис. 9 для двух значений мощности осадочного слоя:  $H = 5000$  м и  $H = 1000$  м. Максимальные значения теплового потока соответствуют радиусам в 1.8–2 раза бóльшим, чем это наблюдается для скорости движения порового флюида на дне моря.

Искажения гидравлического и теплового режимов, вызванные образованием проницаемого канала, проявляются и легко экспериментально фиксируются не только в виде аномалий измеренных скорости фильтрации и теплового потока на дне моря, но и в изменении геометрии зоны стабильности гидратов метана. Нижняя граница этой зоны может надежно прослеживаться методами сейсмического профилирования отраженными волнами при условии, что в зоне присутствуют собственно газовые гидраты и, следовательно, под ней находится обусловленный их наличием слой осадков, содержащий в порах свободный газ-метан, способствующий формированию специфической сейсмической отражающей границы, получившей название «Bottom Simulating Reflector» (BSR).

Подошва зоны стабильности газовых гидратов является границей, на которой происходит фазовый переход гидрата метана — метан-газ, ее положение определяется  $P$ - $T$ -условиями, существующими в осадочном слое. Поскольку градиент зависимости температуры фазового перехода от давления невелик и, учитывая, что максимальный описанный выше перепад давления, связанный с образованием канала, составляет 10000 Па ( $\sim 0.1$  атм), основной причиной изменения геометрии зоны стабильности является ва-

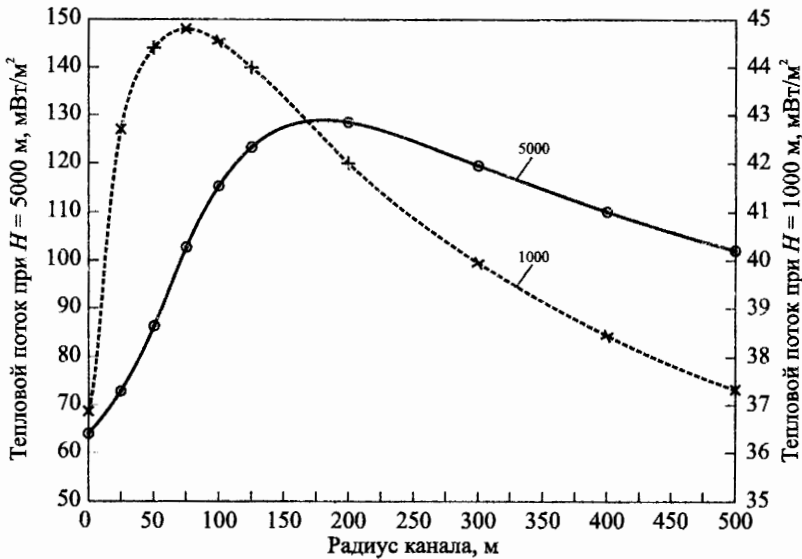


Рис. 9. Зависимость установившегося полного осевого теплового потока через дно от радиуса канала.

Условные обозначения см. на рис. 7

риация температуры в слое, вызванная наличием термической неоднородности (канала).

Как следует из рис. 10, соответствующего мощному осадочному слою и достаточно крупному каналу ( $H = 5000$  м,  $r_0 = 200$  м), нижняя граница зоны стабильности гидратов метана поднимается с глубины  $\sim 175$  м, характерной для удаленной от канала области слоя или для условий в слое до начала активной фазы разломообразования, до глубины  $\sim 100$  м в канале и его непосредственной близости. Такой подъем границы на  $\sim 75$  м сопровождается диссоциацией гидратов и накоплением под границей дополнительных объемов свободного газа-метана. Поскольку из одного объема гидрата метана при диссоциации выделяется  $\sim 0.9$  объема воды, прочностные механические свойства осадочного материала значительно ухудшаются на этой глубине, порода теряет сплошность и увеличивается ее гидравлическая проницаемость. В результате свободный газ вместе с водой становится способным, по-видимому, мигрировать вдоль поднимающейся подошвы зоны стабильности в канал и далее поставляться на дно в область разгрузки, способствуя образованию приповерхностных скоплений газовых гидратов. Это соображение является сугубо качественным. К сожалению, процесс миграции флюида количественно в настоящей работе не оценивался.

Объем осадочного материала, через который прошла нижняя граница зоны стабильности при ее подъеме от первоначального положения на уровне  $\sim 175$  м, легко оценивается и составляет  $\sim 2 \cdot 10^7$  м<sup>3</sup> (рис. 10). Средняя пористость на интервале глубин 100–175 м равна  $\bar{\phi} \approx 0.56$ . Для концентраций гидрата метана в поровом пространстве до диссоциации, меняющихся в диапазоне 10–40%, находим, что объем гидрата метана, в этой области подвергшегося диссоциации, мог бы составлять  $(2-8) \cdot 10^6$  м<sup>3</sup>. Выше отмечалось, что в одном объеме гидрата метана может содержаться до 164 объ-

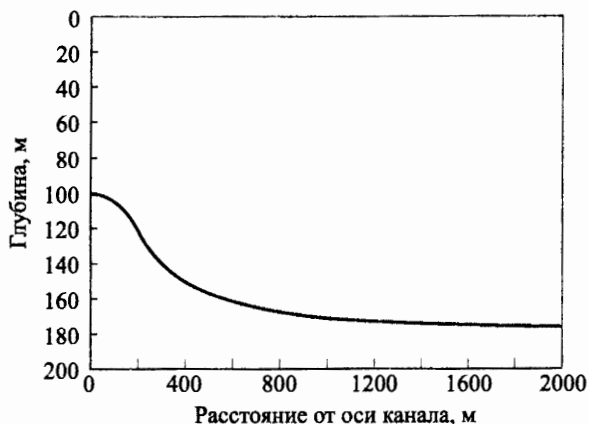


Рис. 10. Установившееся положение нижней границы зоны стабильности гидратов метана

емов метана-газа [2]. Если предположить, что весь метан, высвободившийся при диссоциации, мигрировал в канал и затем поднялся до дна моря, то объем метана-газа, достигшего зоны разгрузки, приблизительно составляет  $(0.3-1.3) \cdot 10^9 \text{ м}^3$ .

## Заключение

Результаты выполненного в настоящей работе численного моделирования фильтрационного (гидравлического) и связанного с ним теплового режимов осадочного слоя, обусловленных формированием в нем флюидопроводника (проницаемого канала) в процессе разломообразования, позволяют сделать ряд выводов. Основные из них заключаются в следующем:

1. Образование в результате разломообразования хорошо проницаемой вертикальной неоднородности, пронизывающей осадочный слой снизу доверху, приводит к канализации потока фильтрующейся поровой воды. Скорость потока фильтрующейся воды в проницаемой неоднородности, представляемой в виде цилиндрического канала, превосходит на дне моря скорость воды, втекающей в слой снизу, в несколько десятков раз. Таким образом, и это следует особо подчеркнуть, для возникновения интенсивных вертикальных потоков поровой воды в канале вовсе не обязательно, чтобы скорость воды, втекающей через основание канала, была достаточно высокой. Главную роль играет концентрация потока в канале за счет высокой проницаемости заполняющего его осадочного вещества и перераспределения в поле давления.

Возникновение канала сопровождается изменением теплофизических свойств заполняющего его вещества, что ведет к заметному искажению теплового режима осадочного слоя (особенно вблизи и внутри канала). Внутри канала резко возрастает конвективная составляющая теплового потока. На дне основной вклад в аномалию теплового потока вносит кондуктивная составляющая, что отражает наличие контраста в теплофизических свойствах осадочных пород внутри и вне канала.

Мощность осадочного чехла и размеры (радиус) канала являются параметрами,

определяющими амплитуду и ширину как аномалии скорости фильтрации на дне, так и аномалии поверхностного теплового потока. Для каждой мощности слоя существует такой радиус канала, при котором осевая скорость фильтрации на дне максимальна. Аналогичная ситуация имеет место и в случае поверхностного теплового потока. Однако радиусы канала, при которых достигаются максимумы скорости фильтрации и теплового потока на поверхности одного и того же слоя, не совпадают.

2. Процесс установления режима фильтрации в осадочном чехле происходит практически синхронно с самим процессом формирования проницаемого канала. Поле давления в слое, включая канал, а также распределение скоростей фильтрации, становятся стационарными к моменту прекращения активной фазы разломообразования. При этом продолжительность процесса установления не зависит от мощности слоя и размера канала.

Продолжительность процесса установления теплового режима в слое существенно зависит от мощности осадочного покрова и радиуса канала. При небольших мощностях стационарность в распределении температуры наступает практически одновременно с прекращением разломообразования. В мощных слоях продолжительность нестационарного теплового процесса определяется радиусом канала, но, практически, стационарный тепловой режим полностью устанавливается для любого радиуса канала через  $\sim 0.1$  млн лет после его образования.

3. Искажение теплового режима осадочного слоя, возникающее при образовании проницаемого канала, вызывает изменение геометрии зоны стабильности газовых гидратов. По направлению к каналу происходит подъем нижней границы зоны стабильности. Если в осадках этой зоны содержатся, например, гидраты метана, то подъем границы зоны сопровождается их диссоциацией в области, через которую прошла, поднимаясь, граница, и выделением больших объемов воды и свободного газа при условии достаточно высокой концентрации гидратов в поровом пространстве осадочного материала. При этом должно происходить резкое ослабление прочности пород под этой границей, что должно, в свою очередь, способствовать интенсивной миграции выделившейся воды и свободного метана-газа вдоль поднимающейся границы в канал с последующим их подъемом к поверхности дна. Можно ожидать, что этот процесс способен обеспечить существенный вклад в образование придонных скоплений газовых гидратов в зоне разгрузки, без предположения о существовании дополнительных обильных источников, поставляющих воду с растворенным метаном в флюидопроводник.

Численное моделирование осуществлялось нами на примерах осадочных слоев с разными размерами проницаемого канала. Принятые нами значения некоторых параметров среды являются с нашей точки зрения здравыми, но мы не имеем подтверждений обоснованности этого в каких-либо источниках. Тем не менее нам представляется, что полученные результаты обладают достаточной общностью и могут быть использованы при истолковании экспериментальных данных, собранных в конкретных участках Мирового океана.

#### Указатель литературы

1. Гинсбург Г. Д., Соловьев В. А. Субмаринные газовые гидраты // Всероссийский научно-исследовательский институт геологии и минеральных ресурсов Мирового океана «ВНИИОкеангеология». СПб., 1994. 199 с.

2. *Kvenvolden K. A.* Gas hydrates — geological perspectives and global change // *Reviews of Geophysics*. 1993. V. 31. P. 173–187.
3. *Гольмшток А. Я.* Фильтрация поровой воды в накапливающихся осадках // *Российский геофизический журнал*. 2005. № 37–38. С. 36–49.
4. *Гольмшток А. Я., Дучков А. Д.* Газогидраты и тепловой поток озера Байкал // Программа и тезисы докладов Российского семинара «Газовые гидраты в экосистеме Земли». Новосибирск. 1997. С. 24.
5. *Гольмшток А. Я., Дучков А. Д., Хатчинсон Д. Р., Ханукаев С. Б., Ельников А. И.* Оценка теплового потока в озере Байкал по сейсмическим данным о нижней границе слоя газогидратов // *Геология и геофизика*. 1997. Т. 38. № 10. С. 1677–1691.
6. *Golmshtok A. Y., Duchkov A. D., Hutchinson D. R., Khanukaev S. B.* Heat flow and gas hydrates of the Baikal Rift Zone // *Int. J. Earth Sci.* 2000. V. 89. P. 193–211.
7. *Гольмшток А. Я.* Изменение температуры дна и условия стабильности газовых гидратов // *Российский геофизический журнал*. 2003. № 31–32. С. 23–36.
8. *Гольмшток А. Я., Соловьев В. А.* Тепловой аспект двойных BSR // *Российский геофизический журнал*. 2005. № 39–40. С. 22–29.
9. *Golmshtok A. Y., Soloviev V. A.* Some remarks on the thermal nature of the double BSR // *Marine Geology*. 2006. N 229. P. 187–198.
10. *Теркот Д., Шуберт Дж.* Геодинамика. Геологические приложения физики сплошных сред. Ч. 2. М.: Мир. 1985. 360 с.
11. *Kozeny J.* Ueber kapillare Leitung des Wassers in Boden // *Sitzungsber Akad. Wiss. Wien*. 1927. V. 136(2a). P. 271–306.
12. *Carman P.* Fluid flow through a granular bed // *Trans. Inst. Chem. Eng. London*. 1937. V. 15. P. 150–167.
13. *Carman P.* Flow of Gases through Porous Media // *Butterworths Scientific Publications*. London. 1956.
14. *Mazurenko L. L., Soloviev V. A.* Worldwide distribution of deep-water fluid venting and potential occurrences of gas hydrate accumulations // *Geo-Marine Letters*. 2003. N 23/3–4. P. 162–176.
15. *Соловьев В. А., Мазуренко Л. Л.* Скопления газовых гидратов в очагах разгрузки флюидов как объекты исследований и освоения // *Наука и техника газовой промышленности*. 2004. № 1–2. С. 14–20.
16. *Мазуренко Л. Л.* Газогидратообразование в очагах разгрузки флюидов: Автореф. дис. ... канд. геолог.-минерал. наук / Всероссийский научно-исследовательский институт геологии и минеральных ресурсов Мирового океана «ВНИИОкеангеология». СПб., 2004. 27 с.
17. *Golmshtok A. Ya., Zonenshain L. P., Terekhov A. A., Shainurov R. V.* Age, thermal evolution and history of the Black Sea Basin based on heat flow and multichannel reflection data // *«Tectonophysics»*. 1992. N 210. P. 273–293.
18. *Лобковский Л. И., Баранов Б. В.* Клавишная модель сильных землетрясений в островных дугах и активных континентальных окраинах // *ДАН СССР*. 1984. Т. 275. № 4. С. 843–847.
19. *Wikipedia contributors.* Fault mechanics // *Wikipedia. The Free Encyclopedia*. 2008. [http://en.Wikipedia.org/w/index.php?title=Fault\\_mechanics & oldid=180457036](http://en.Wikipedia.org/w/index.php?title=Fault_mechanics&oldid=180457036) (accessed January 13, 2008).
20. *Rice J. R., Cleary M. P.* Some basic stress-diffusion solutions for fluid-saturated elastic porous media with compressible constituents // *Reviews of Geophysics and Space Physics*. 1976. V. 14. P. 227–241.
21. *Rice J. R.* Elasticity of Fluid-Infiltrated Porous Solids (Poroelectricity), notes for teaching on hydrology and environmental geomechanics // [www.esag.harvard.edu/rice/e2\\_Poroelasticity.pdf](http://www.esag.harvard.edu/rice/e2_Poroelasticity.pdf). 2004. 10 p.

22. *Detournay E., Cheng A.H.* Fundamentals of poroelasticity. Chapter 5 in *Comprehensive Rock Engineering: Principles, Practice and Projects. Analysis and Design Method*, ed. C. Fairhurst. N.Y.: Pergamon Press. 1993. V. 2. P. 113–171.
23. *Athy L. F.* Density, porosity and compaction of sedimentary rocks. // *AAPG Bull.* 1930. N 14. P. 1–24.
24. *Allen P. A., Allen J. R.* Basin analysis. Principles and Applications. Second Edition.: Blackwell Publishing. 2005. 549 P.
25. COMSOL Multiphysics®. 2007. *COMSOL Multiphysics Modeling Guide*. Version: October 2007. Comsol 3.4.
26. *Озерская М. Л., Туезова Н. А.* Плотность и пористость осадочных пород // *Физические свойства горных пород и полезных ископаемых: Справочник геофизика (Петрофизика) / Под ред. Н. Б. Дортман. М.: Недра. 1984. С. 65–77.*
27. *Bear J.* Dynamics of fluids in porous media. N.Y.: American Elsevier. 1972. 764 p.
28. *Grevemeyer I., Villinger H.* Gas hydrate stability and the assessment of heat flow through continental margins // *Geophys. J. Int.* 2001. N 145. P. 647–660.
29. *Patek J., Klomfar J.* Measurement of the thermal conductivity of argon and methane: a test of a transient hot-ware apparatus // *Fluide Phase Equilib.* 2002. N 198(1). P. 147–163.
30. *Sultan N., Foucher J.P., Cochonat T. et al.* Dynamics of gas hydrate: case of the Congo continental slope. // *Marine Geology.* 2004. N 206. P. 1–18.
31. *Sloan E. D.* Clathrate hydrates of natural gases. 2nd edn., revised and expanded. Chemical Industries, 73. New York: Marcel Dekker. 1998. 705 p.