

О ВОЗМОЖНОСТИ ДЕСТАБИЛИЗАЦИИ ПОДДОННЫХ МЕТАНГИДРАТОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ГЛОБАЛЬНОГО ПОТЕПЛЕНИЯ*

А. В. ЩЕРБАКОВ

Вычислительный центр СО РАН, Новосибирск, Россия

С помощью двумерной климатической модели океана, объединенной с моделью переноса тепла в береговом и донном осадочном слое, моделируется процесс распространения теплового сигнала в океанскую толщу и далее в осадочный слой. Показано, что через 5–10 лет потепление достигает берегового осадочного слоя и может вызвать дестабилизацию метангидратов. Это при их достаточном количестве повлечет усиление парникового эффекта.

Метан, как газ парникового эффекта, в 21 раз потенциально более опасен, чем углекислый газ. Огромные запасы метана скрыты в поддонных метангидратах Мирового океана. Оценки поступления метана в атмосферу от разлагающихся метангидратов значительно колеблются, что связано с разными способами оценки мощности залежей метангидратов, точность определения которых варьируется в пределах трех порядков [1] и в разных оценках пространственных и временных масштабов возможной их дестабилизации. Так, MacDonald [2] и Nisbet [3, 4] считают, что разложение метангидратов было основным механизмом, обусловившим завершение последнего ледникового периода. Изменения концентрации метана в пузырьках воздуха во льдах Антарктиды и Гренландии [5, 6] свидетельствуют о синхронном изменении климата и концентрации метана в атмосфере.

В настоящее время существуют модели, оценивающие время возможного разложения для континентальных газогидратов зоны вечной мерзлоты. Эти модели основаны на решении уравнения теплопроводности для изотропной среды (см. [7, 5]) и неизотропной среды [8]. Эти же модели распространяются и на метангидраты, лежащие ниже уровня морского дна, и при этом океан рассматривается как стационарная среда с постоянным температурным градиентом [8]. Время возможного разложения по таким моделям оценивается в 3–4 тыс. лет [9].

Однако океан не является стационарной средой, и возникающая в высоких широтах осенне-зимняя конвекция способна очень быстро транспортировать тепло на большие глубины и вызывать разложение поддонных метангидратов, как считает Nisbet [3], в течение нескольких лет. Kvenvolden [1, 10] также считает залежи поддонных метангидратов Арктического бассейна наиболее подверженными тепловому воздействию и оценивает временной масштаб в несколько столетий, но, по его мнению, дестабилизирующее воздействие потепления может компенсироваться увеличением гидростатического давления при подъеме уровня Мирового океана за счет термического расширения морской воды и таяния ледников и снежных шапок.

*© А. В. Щербаков, 1996.

Считая, что климатические поля температуры, солёности имеют зональный характер, а следовательно, не зависят от долготы, исходную систему уравнений динамики океана на меридиональной плоскости запишем в соответствии с [11]:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + lv = \frac{\partial}{\partial z} \nu \frac{\partial u}{\partial z} + \frac{A_L}{a^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \sin \vartheta \frac{\partial u}{\partial \vartheta} + R_1 u, \quad (1)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} - lu = -\frac{1}{a \rho_0} \frac{\partial P}{\partial \vartheta} + \frac{\partial}{\partial z} \nu \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{A_L}{a^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \sin \vartheta \frac{\partial v}{\partial \vartheta} + R_1 v, \quad (2)$$

$$\frac{1}{a \sin \vartheta} \frac{\partial v \sin \vartheta}{\partial \vartheta} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0, \quad (3)$$

$$p = -g \rho_0 \zeta + g \int_0^z \rho dz, \quad (4)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + \frac{v}{a} \frac{\partial T}{\partial \vartheta} + w \frac{\partial T}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \kappa \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\mu}{a^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \sin \vartheta \frac{\partial u}{\partial \vartheta}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{v}{a} \frac{\partial S}{\partial \vartheta} + w \frac{\partial S}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \kappa \frac{\partial v}{\partial z} + \frac{\mu}{a^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \sin \vartheta \frac{\partial u}{\partial \vartheta}, \quad (6)$$

$$\rho = 1 + [28.152 - 0.0735T - 0.00469T^2 + (0.802 - 0.002T)(S - 35.0)]. \quad (7)$$

Граничные условия —

$$z = 0 : \quad \nu \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{\tau_\lambda}{\rho_0}, \quad \nu \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad w = 0, \quad T = T^*(t, \vartheta), \quad S = S^*(t, \vartheta); \quad (8)$$

$$z = H : \quad \nu \frac{\partial u}{\partial z} = \nu \frac{\partial v}{\partial z} = 0, \quad w = 0, \quad \frac{\partial S}{\partial z} = 0; \quad (9)$$

на боковой поверхности —

$$\vartheta = \vartheta_0 : \quad \mu \frac{\partial T}{\partial \vartheta} = \mu \frac{\partial S}{\partial \vartheta} = 0, \quad v = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial \vartheta} = 0; \quad (10)$$

$$\vartheta = \vartheta_1 : \quad \mu \frac{\partial S}{\partial \vartheta} = 0, \quad u = v = 0. \quad (11)$$

В береговом $0 \leq z \leq H + D$, $\theta_1 \leq \theta \leq \vartheta_1 + L$ и донном осадочном слое $H \leq z \leq H + D$, $\vartheta_0 \leq \vartheta \leq \vartheta_1$ распространение тепла описывается уравнением теплопроводности

$$\frac{\partial T_s}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \kappa_s \frac{\partial T_s}{\partial z} + \frac{\mu_s}{a^2 \sin \vartheta} \frac{\partial}{\partial \vartheta} \sin \vartheta \frac{\partial T_s}{\partial \vartheta} \quad (12)$$

с условиями на внешних границах осадочного слоя

$$z = 0 : \quad T_s = T_s^*(t, \vartheta); \quad \vartheta = \vartheta_0 : \quad \frac{\partial T_s}{\partial \vartheta} = 0;$$

$$z = H + D : \quad \kappa_s \frac{\partial T_s}{\partial z} = Q_t; \quad \vartheta = \vartheta_1 + L : \quad \frac{\partial T_s}{\partial \vartheta} = 0; \quad (13)$$

и условиями непрерывности тепла и его потока на границе раздела

$$\vartheta = \vartheta_1 : \quad T_s = T; \quad \mu \frac{\partial T_s}{\partial z} = \mu \frac{\partial T}{\partial z};$$

$$z = H : \quad T_s = T; \quad \varkappa_s \frac{\partial T_s}{\partial z} = \varkappa \frac{\partial T}{\partial z}. \quad (14)$$

В начальный момент времени

$$t = 0 : \quad T = T^*(z, \vartheta), \quad S = S(z, \vartheta), \quad T_s = t_s(z, \vartheta).$$

Уравнения записаны в системе сферических координат (λ — долгота, ϑ — дополнение широты до 90° , ось z направлена вертикально вниз); u, v, w — компоненты вектора скорости; t — время; ρ_0, ρ — среднее значение и аномалия плотности; $\zeta = \xi - P_{at}/g\rho_0$ — приведенный уровень; $\xi(\lambda, \vartheta)$ — уравнение поверхности океана; P_{at} — атмосферное давление; R_1u, R_1v — линейное трение; ν — коэффициент вертикальной турбулентной вязкости; \varkappa, μ — коэффициенты вертикальной и горизонтальной турбулентной диффузии тепла и соли; $l = 2\omega \cos \vartheta$ — параметр Кориолиса; a, ω, g — соответственно радиус, угловая скорость и ускорение силы тяжести Земли; $\tau_\lambda, \tau_\vartheta$ — напряжения трения ветра; T^*, S^* — известные климатические распределения температуры и солености на поверхности океана; H — постоянная глубина океана; T_s — температура в слое осадков; Q_t — заданный геотермический поток тепла через нижнюю границу слоя осадков, из расчета 3° на 100 метров; \varkappa_s и μ_s — коэффициенты температуропроводности по вертикали и по горизонтали в осадочном слое; $\vartheta_0 = 87.5^\circ$, что соответствует $\varphi = 2.5^\circ$ ю. ш.; $\vartheta_1 = 7.5^\circ$ соответствует 77.5° с. ш.

По вертикальной координате в слое $0 < z < H$ вводятся две сетки, сгущающиеся у поверхности океана по квадратичному закону. На одной сетке с целочисленными значениями индекса k ,

$$z_k = (\eta_N - \eta_o)^2 [(k - 1/2)/N]^2, \quad \eta_k^2 = H + \alpha, \quad \eta_o = \alpha, \quad \alpha = 1.2 \text{ м}, \quad (15)$$

определяются переменные u, v, T, S, ρ .

Узлы второй сетки лежат в серединах интервалов

$$z_{k+1/2} = (z_{k+1} + z_k)/2, \quad z_{1/2} = 0, \quad z_{N+1/2} = H, \quad N = 20, \quad (16)$$

и служат для определения переменных w и p .

В слое $H < z < H + D$ используется одна равномерная сетка с шагом 100 м. Целочисленные расчетные горизонты включают следующие 30 уровней (в метрах):

$$\begin{array}{cccccccccc} 6, & 32, & 77, & 142, & 226, & 330, & 452, & 594, & 756, & 936, \\ 1136, & 1356, & 1594, & 1852, & 2130, & 2426, & 2742, & 3077, & 3432, & 3806, \\ 4050, & 4150, & 4250, & 4350, & 4450, & 4550, & 4650, & 4750, & 4850, & 4950. \end{array}$$

Заданные на поверхности океана температура и соленость изменяются по времени по синусоидальному закону, воспроизводя нормальный годовой ход:

$$\begin{aligned} T^*(t, \theta) &= \left[T_Z^*(\vartheta) \left(1 + \cos \frac{2\pi t}{360} \right) + T_L^*(\vartheta) \left(1 - \cos \frac{2\pi t}{360} \right) \right] / 2, \\ S^*(t, \theta) &= \left[S_Z^*(\vartheta) \left(1 + \cos \frac{2\pi t}{360} \right) + S_L^*(\vartheta) \left(1 - \cos \frac{2\pi t}{360} \right) \right] / 2, \end{aligned}$$

где $T_z^*(\vartheta), S_z^*(\vartheta), T_L^*(\vartheta), S_L^*(\vartheta)$ — соответственно зимние и летние климатические данные для температуры и солености, t — временная переменная в днях.

Метод решения задачи соответствует приведенному в [11], за исключением используемых разностных схем, которые аналогичны разностным схемам трехмерной модели [12–14].

В отличие от [11] в модель введена параметризация конвективного перемешивания. После определения температуры и солености на каждом шаге по времени проверяется условие гидростатической устойчивости

$$\rho(\vartheta, z_k) \leq \rho(\vartheta, z_{k+1}),$$

если оно не выполняется, то T_{k+1} , S_{k+1} присваиваются значения с верхнего горизонта T_k , S_k . Таким образом, процесс конвективного приспособления осуществляется мгновенно, при этом предполагается, что некоторые количества тепла и соли также мгновенно выбрасываются в атмосферу. “Выброс солености” просто означает быстрое опреснение вод, например за счет осадков. Это позволило заменить заданные значения температуры и солености при $\vartheta = \vartheta_1$ в [11] на условие отсутствия турбулентного потока тепла и соли (11).

Кроме того, в уравнения движения введены слагаемые, описывающие линейное трение $R_1 u$, $R_1 v$ по аналогии с трехмерной моделью [12–14].

Были использованы следующие значения физических параметров (в CGS):

$$\kappa = \nu = 1.5, \quad L = 10^9, \quad \mu = 10^8, \quad R_1 = 10^8, R_1 = 10^{-6}, \quad \tau_\lambda - \tau_\vartheta = 0.$$

Расчетная область модельного двумерного океана на меридиональной плоскости была дополнена 900-метровым слоем донных осадков от 4 050 до 4 950 м, $D = 900$ м и на северной границе участком суши толщиной L ; то и другое далее для краткости будем называть осадками.

В донном слое толщиной D и с горизонтальным размером $\vartheta_0 = \vartheta_1$ по вертикальной координате был задан равномерный шаг сетки 100 м, по горизонтальной переменной он совпадает с пятиградусным шагом океанской модели.

В береговом слое толщиной L шаг по вертикальной координате совпадает с океанской сеткой (15), (16), а по горизонтальной координате он равен 5 м. Толщина берегового слоя L выбрана исходя из соображений ее соизмеримости с толщиной слоя, в котором ощутимы сезонные колебания температуры пород, т. е. на глубину порядка 15–20 м.

Значение коэффициента температуропроводности по горизонтали и вертикали $\mu_s = \kappa_s - 4 \cdot 10^{-3}$ взято для “грунта в среднем” из [15], что близко к значениям справочника [16] по коэффициенту теплопроводности и к значению $5 \cdot 10^{-3}$ для Земли в целом [17]. Температура на поверхности берега при $z = 0$ была равна -20° для зимнего сезона и $+10^\circ$ для летнего, что соответствует среднегодовым температурам пород (от -4° до -10°) на побережье Карского моря на глубине 15–20 м¹.

Эксперимент включал три этапа. Сначала решалось стационарное уравнение теплопроводности (12) с граничными условиями (13), (14), в которых значения температуры T_s на границе раздела воды–дна, воды–берега и поверхности $z = 0$ фиксированы и взяты среднегодовыми из океанской модели, проинтегрированной на срок 800 лет.

На втором этапе до установления решается нестационарная полная задача (1)–(15) о согласовании поля тепла в океанской части области и поля тепла в слое осадков с начальными данными, полученными на первом этапе с шагом по времени 2 месяца.

¹См.: Дучков А. Д. Проект “Потепление климата, криолитозона ...”. Отчет по программе “Сибирь”. Новосибирск, 1993, 108–123.

Наконец, третий этап эксперимента, который начинается после достижения установившегося состояния на втором этапе, заключается в моделировании распространения потепления атмосферы, задаваемого как мгновенное увеличение температуры поверхности океана и поверхности суши на 3° . На этом этапе интегрирование ведется на срок до 10 лет и анализируются происшедшие изменения.

Интегрирование полной совместной модели на втором этапе было проведено на 3 000 лет океанского времени. После установления средняя температура океана равна 2.15° , средняя температура всей системы, т. е. океана и слоя осадков, 14.93° . Причем абсолютные приращения этих величин за две соседние зимы в океане менее $8 \cdot 10^{-11}$, а для всей системы не превышают $2 \cdot 10^{-10}$.

На рис. 1 приведены полученные поля тепла для первого и второго этапов решения. На этом и последующих рисунках по вертикали нанесены глубины в километрах, по горизонтали указывается номер расчетной точки (0 соответствует широте 2.5° ; 16 — широте 77.5°). Данные приводятся для зимнего сезона. Вертикальный масштаб донного слоя осадков соответствует масштабу океанской части, а горизонтальный масштаб берегового слоя осадков, начиная с 17-й расчетной точки, значительно увеличен, так что шаг 500 км, соответствующий пятиградусной океанской сетке, на рисунках одинаков с шагом 5 м в береговом слое осадков.

Решение стационарного уравнения теплопроводности дает в слое береговых осадков практически всюду одинаковую температуру -0.7° , исключая тонкий приповерхностный слой.

В донном слое осадков в соответствии с заданным геотермическим потоком тепла сформировалось зонально однородное линейно возрастающее по глубине поле тепла. Максимальное значение 29.44° достигается на наибольшей поддонной глубине в наиболее удаленной от воды точке (нижний правый угол на рис. 1, *a*), хотя это значение практически постоянно для всех точек при $z = H + D$.

На рис. 1, *б* показан результат установления на втором этапе через 3 000 лет. Геотермический поток тепла через дно океана слегка нагрел придонную воду (рис. 2, *a*), на 0.1° . В свою очередь океан охладил дно на 0.7° . В океанской части области изменения практически не заметны, а в береговом слое осадков верхняя часть до 2 000 м прогрелась на 0.1° , а нижняя охладилась на 0.3° (см. рис. 2, *a*). Это связано с глубиной проникновения холодных поверхностных вод в результате осенне-зимнего конвективного перемешивания, что видно из рис. 2, *б*.

Амплитуда сезонной изменчивости достигает 7.7° и находится в поверхностном субтропическом слое. Глубина проникновения сезонных колебаний температуры в океане не превышает 200 м. Исключение представляет высокоширотная прибрежная часть океана, где осуществляется осенне-зимнее конвективное приспособление. Здесь сезонная изменчивость распространяется до дна, хотя и с небольшими значениями, порядка 0.1° , 0.3° — до глубины 2 500–3 500 м, 0.6° — до глубины 1 500 м.

Сезонные колебания на поверхности береговой части сосредоточены в тонком поверхностном слое толщиной не более 50–100 м (рис. 3, на котором приведены зимнее и летнее распределения температуры вблизи границы раздела воды и берегового слоя осадков). Видно, что осенне-зимняя конвекция, опуская холодную поверхностную воду вдоль твердой границы, формирует термический пограничный слой, хорошо заметный по сгущению изотерм (рис. 3, *a*). Как зимой, так и летом в высоких широтах имеется промежуточный слой более теплой воды на глубинах от 200 до 1 000 м, лежащий под более холодной водой, что характерно для акватории Ледовитого океана. Существование такого слоя определя-

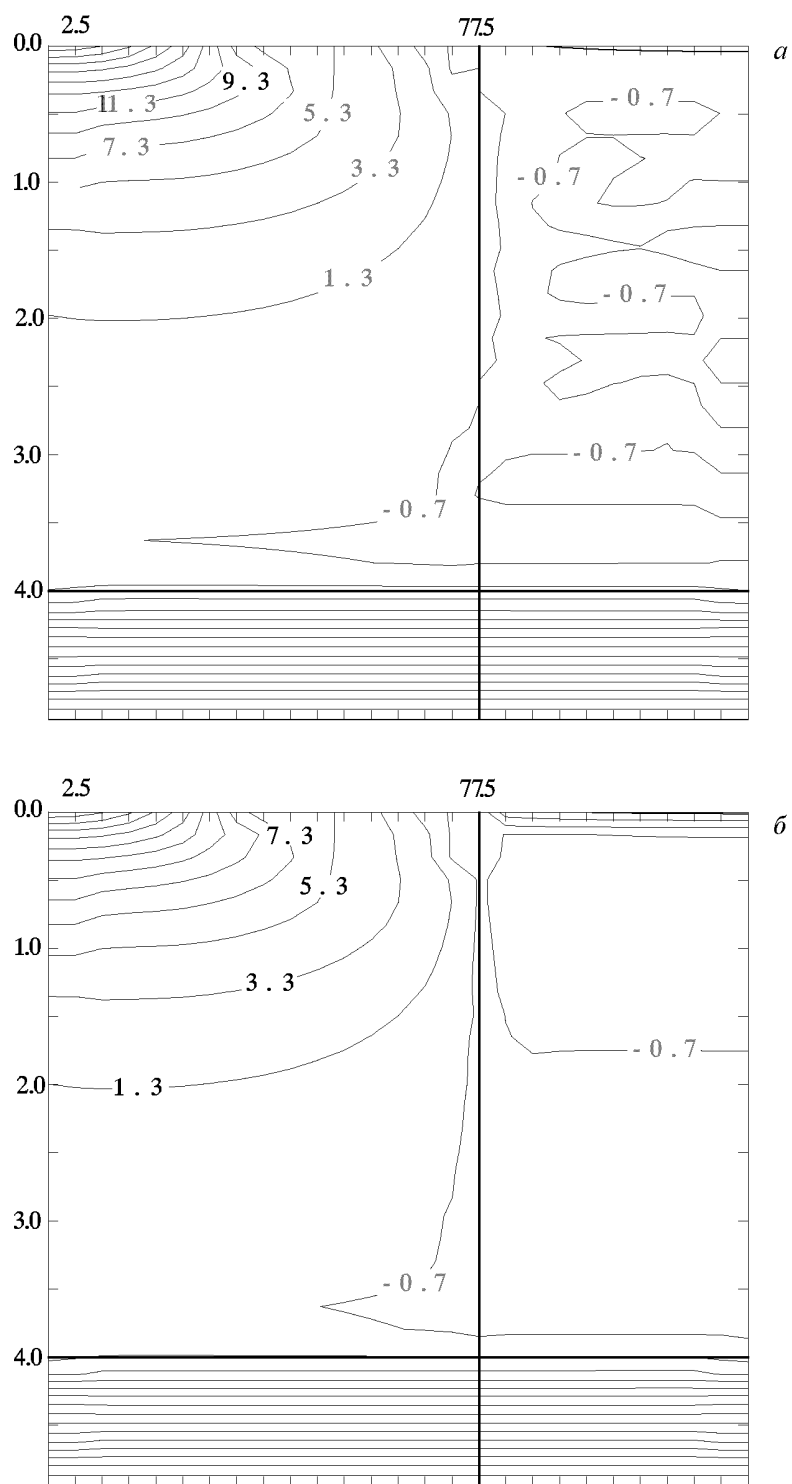


Рис. 1. Поле тепла в начальный момент времени (а) и через 3000 лет интегрирования (б) совместной модели (для зимнего сезона).

По вертикали — глубина в километрах, по горизонтали — широта с шагом 5° от 2.5° ю. ш. до 77.5° с. ш. и с шагом 5 м в береговом осадочном слое. Значения на изотермах указаны в градусах. На верхней и нижней границах области нанесена горизонтальная разностная сетка.

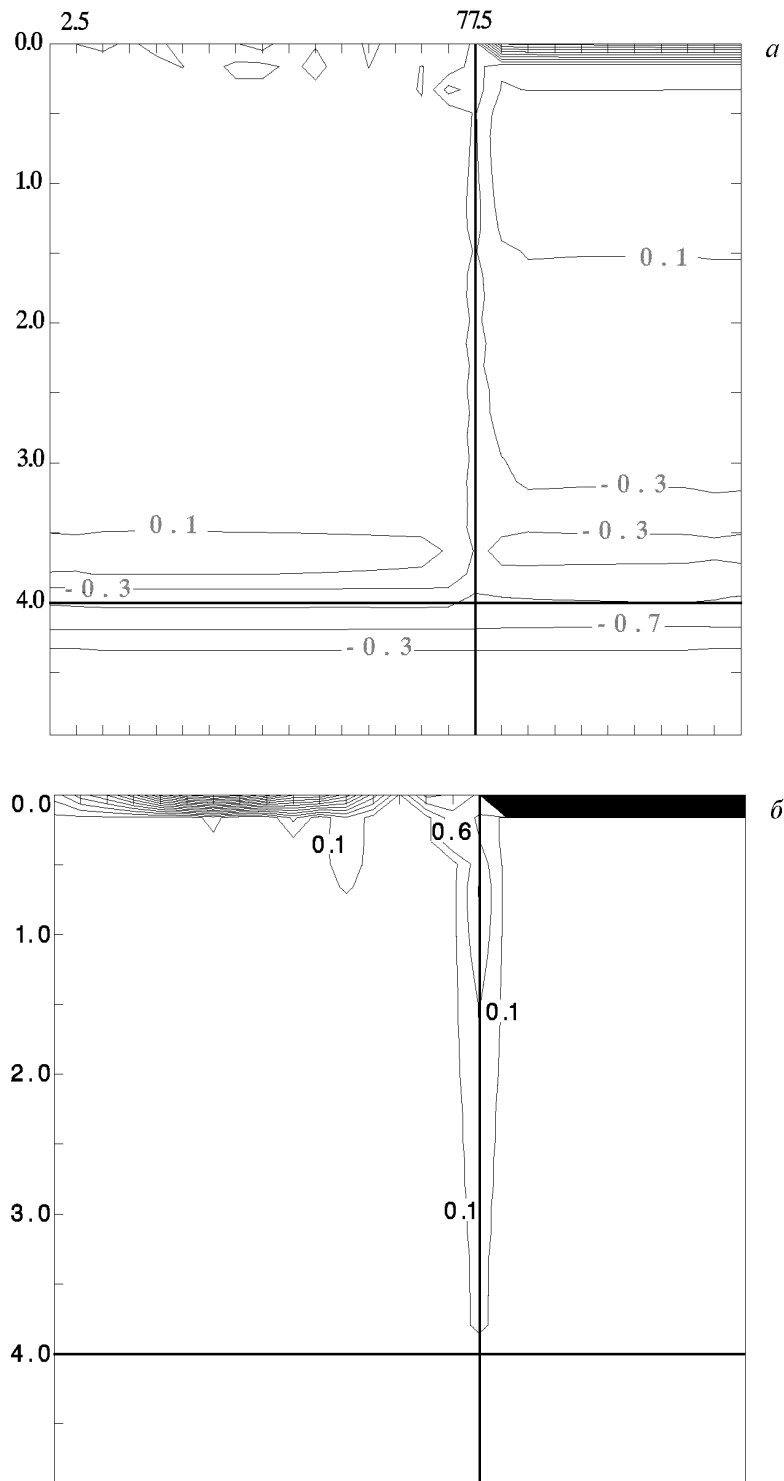


Рис. 2. Изменения в поле тепла через 3 000 лет интегрирования совместной модели (а) и амплитуда годового хода поля тепла (б).

Обозначения см. на рис. 1.

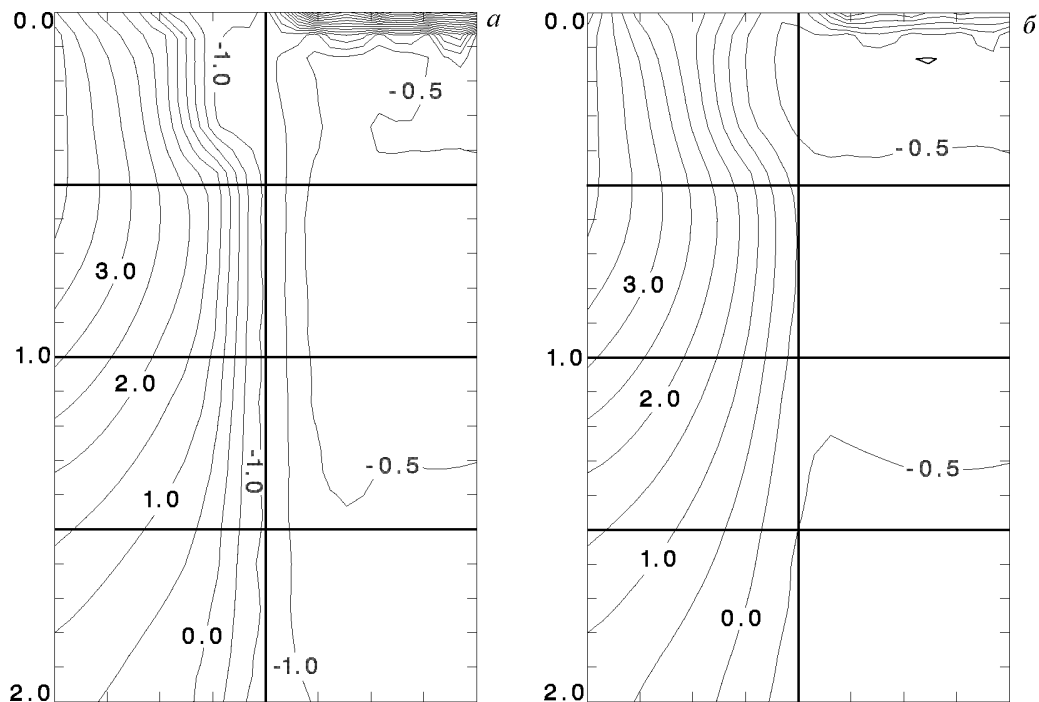


Рис. 3. Фрагмент поля тепла вблизи границы раздела океана и берегового осадочного слоя: *a* — для зимнего сезона; *б* — для летнего сезона.

ется системой циркуляции и наличием более пресной поверхностной воды.

Результаты третьего этапа эксперимента, когда начался процесс потепления и температура на поверхности воды и суши увеличилась на три градуса, получены через 1, 2, 5 и 10 лет модельного времени и представлены на рис. 4. Механизмом быстрого проникновения теплой воды на большую глубину является конвективное перемешивание, которое продолжает работать и после потепления поверхностной воды, так как в случае равномерного повышения температуры поверхностной воды как в высоких, так и в умеренных и южных широтах меридиональная циркуляция, перенося и после потепления более теплые южные воды в северном направлении, создает в высоких широтах условия для неустойчивой стратификации и конвективного перемешивания. Хотя следует заметить, что используемое на поверхности океана граничное условие первого рода, возможно, и преувеличивает роль этого процесса.

Видно, что потеплевшая, например до температуры 1.5° , поверхностная вода за счет конвективного перемешивания проникает через 1 год на глубину 500 м (рис. 4, *a*), через 2 года — на глубину 1 000 м (рис. 4, *б*), через 5 лет — на 1 400 м (рис. 4, *в*), через 10 лет — на 1 700 м (рис. 4, *г*). Здесь же хорошо видно, что эта тепловая волна начинает проникать в береговой слой осадков. До 2 лет она находится в пределах первого шага сетки, т. е. в пределах 5 м (рис. 4, *a, б*), а потом распространяется дальше (рис. 4, *в, г*).

Сравнивая рис. 4, *в, г* с рис. 3, *a*, видим, что через срок 5–10 лет качественное распределение тепла в верхнем 1 000-метровом слое, характеризуемое промежуточной теплой водой, восстановилось.

Полная картина поля тепла и его приращения через 10 лет после потепления дана на рис. 5. Более чем на 0.5° прогрелся весь океанский поверхностный слой в тропиках и субтропиках, а в высоких широтах это нагревание распространилось почти до дна. В

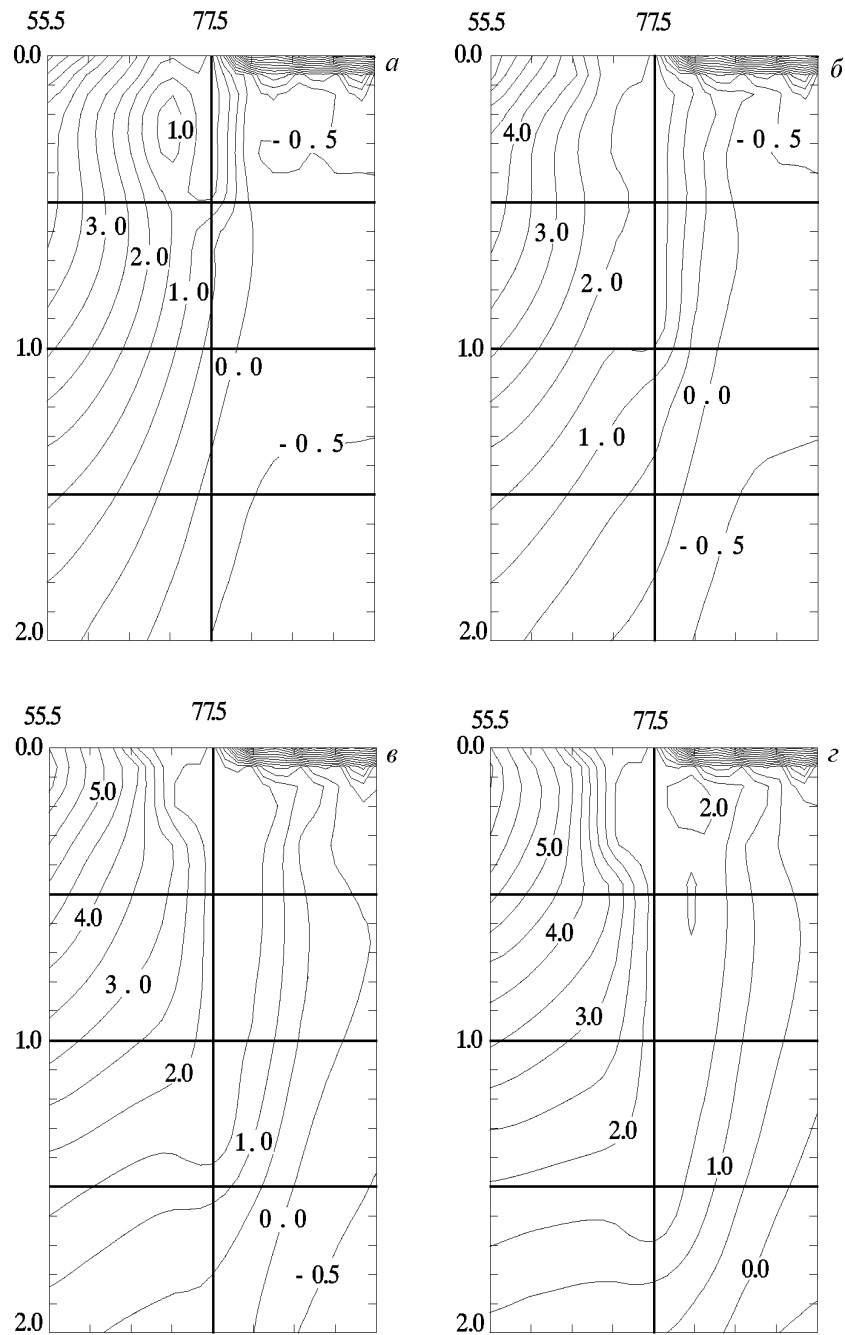


Рис. 4. Фрагмент поля тепла вблизи границы раздела океана и берегового осадочного слоя для зимнего сезона после мгновенного увеличения поверхностной температуры на 3° : *a* — через 1 год, *б* — через 2 года, *в* — через 5, *г* — через 10 лет.

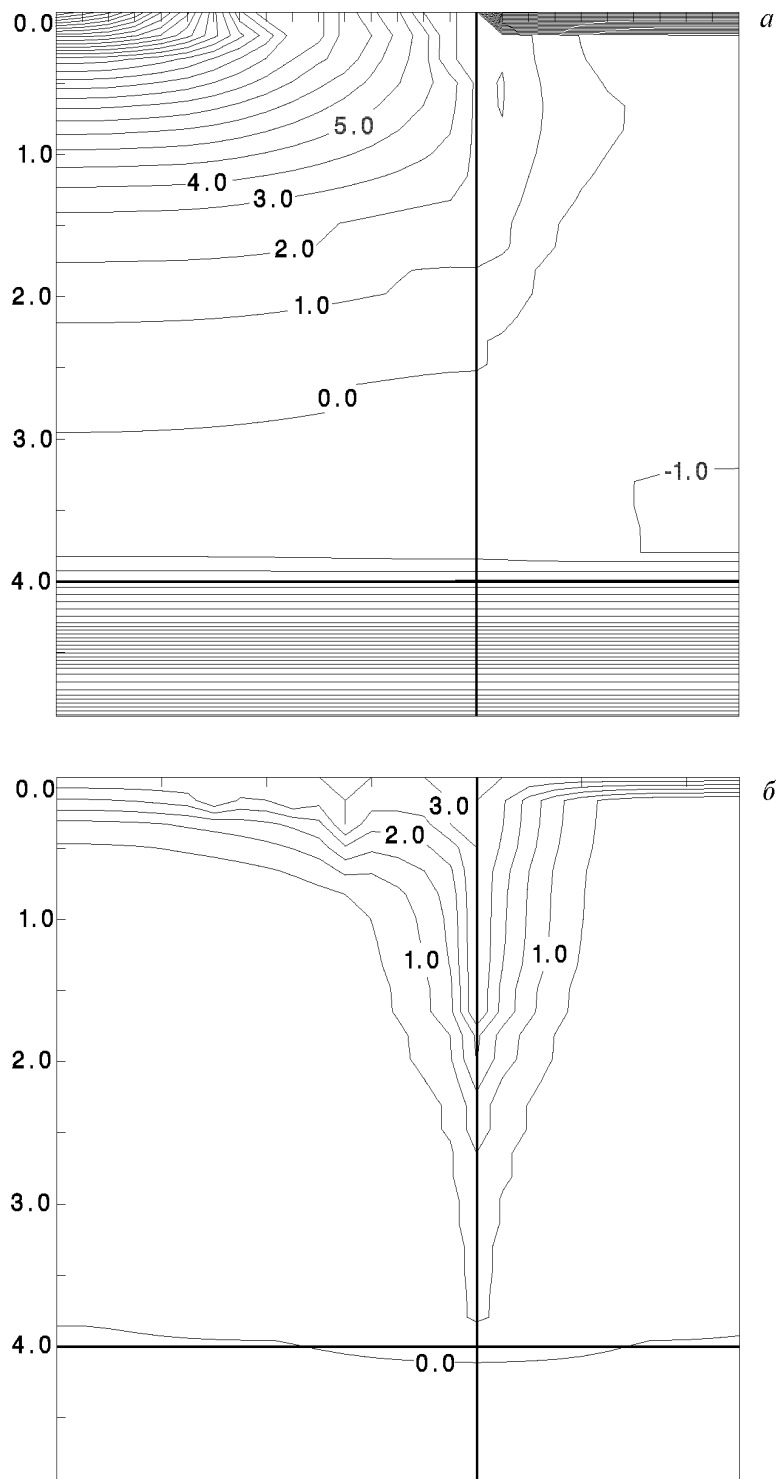


Рис. 5. Поле тепла (а) и его изменение через 10 лет после потепления (б).

береговой осадочный слой потепление на 0.5° проникло на глубину 20 м в верхнем слое толщиной до 1 000 м, на $2 - 2.5^\circ$ на 5–10 м в слое до 1 800–2 200 м.

Приведенные результаты показывают, что при выбранном сценарии мгновенного потепления нарушение термобарических условий стабильности поддонных метангидратов возможно через довольно короткий срок после начала потепления — порядка 5–10 лет.

Следующим шагом в этих экспериментах может быть задание в береговой части осадочного слоя местоположения метангидратов, некоторой их мощности по вертикали и по горизонтали, для того, чтобы оценить объем газа, выделяемого в результате дестабилизации, а следовательно, определить возможное увеличение концентрации растворенного метана в океане и его поступление в атмосферу.

Список литературы

- [1] KVENVOLDEN K. A. Methane hydrates and global climate. *Global biogeochemical cycles*, **2**, №3, 1988, 221–229.
- [2] MACDONALD G. J. Global climate change. *Global Climate and Ecosystem Change. NATO ASI Series, Series B: Physics*, G. J. MacDonald, L. Sertorio, Eds. **240**, 1989, 1–96.
- [3] NISBET P. G. Some northern sources of atmospheric methane: production, history, and future implications. *Canadian J. of Earth Sciences*, **26**, 1989, 1603–1611.
- [4] NISBET E. G. The end of the ice age. *Ibid*, **27**, 1990, 148–157.
- [5] MACDONALD G. T. Role of methane clathrates in past and future climates. *Climatic Change*, **16**, 1990, 247–281.
- [6] CHAPPELLAZ J., BLUNIER T., RAYNAUD D. ET AL. Synchronous Changes in Atmospheric CH₄ and Greenland Climate Between 40 and 8 kyr bp. *Nature*, **366**, 1993, 443–445.
- [7] ENGLEZOS P. Atmospheric climate changes and the stability of the in-situ methane hydrates in the Arctic. *Proc. Second 1992 Int. Offshore and Polar Eng. Conf.*, J. S. Chung, B. J. Narvig, Y.-C. Li, B. M. Das Eds.), 1: 644–652. Int. Society of Offshore and Polar Engineers (ISOPE).
- [8] HATZIKIRIAKOS S. G., ENGLEZOS P. The relationship between global warming and methane hydrates in the earth. *Chem. Eng. Sci.*, **48**, №23, 1993, 3963–3968.
- [9] ENGLEZOS P., S. G. HATZIKIRIAKOS S. G. The stability of permafrost and gas hydrates subject to global warming. *Proc. Third (1993) Int. Offshore and Polar Eng. Conf.*, J. S. Chung, B. J. Natvig, D. M. Das, Y.-C. Li (Eds.), Singapore, 6–11 June 1993, 203–210.
- [10] KVENVOLDEN K. A. Gas hydrates — geological perspective and global change. *Reviews of Geophysics*, **31**, №2/May, 1993, 173–187.
- [11] ЗАЛЕСНЫЙ В. Б., ИВАНОВ Ю. А. Двухмерная модель термохалинной циркуляции океана. *Изв. АН СССР. Сер. Физика атмосферы и океана*, **12**, №2, 1976, 159–166.

- [12] ЩЕРБАКОВ А. В. Численная модель климата океана. *Мат. модели в исследовании динамики океана*. Новосибирск, 1988, 31–47.
- [13] ЩЕРБАКОВ А. В. *Эксперименты с численной моделью климата Мирового океана*. Препринт ВЦ СОАН СССР №859, Новосибирск, 1989.
- [14] ЩЕРБАКОВ А. В. Моделирование распространения метана в Мировом океане. *Тр. Вычисл. центра СО РАН. Сер. Математическое моделирование в геофизике*. **2**, 1992, 41–58.
- [15] КАРСЛОУ Г., ЕГЕР Д. *Теплопроводность твердых тел*. Наука, М., 1964.
- [16] *Справочник физических констант горных пород*. Мир, М., 1969.
- [17] ЖАРКОВ В. Н., ТРУБИЦИН В. П., САМСОНЕНКО Л. В. *Физика Земли и планет*. Наука, М., 1971.

Поступила в редакцию 15 сентября 1995 г.