

УДК 532.546:536.421

ЧИСЛЕННОЕ МОДЕЛИРОВАНИЕ ОБРАЗОВАНИЯ ГАЗОГИДРАТА В ПОРИСТОМ ПЛАСТЕ КОНЕЧНОЙ ПРОТЯЖЕННОСТИ ПРИ ПРОДУВКЕ ЕГО ГАЗОМ

В. Ш. Шагапов, М. К. Хасанов*, И. К. Гималтдинов**,
М. В. Столповский*

Институт механики Уфимского научного центра РАН, 450025 Уфа

* Стерлитамакская государственная педагогическая академия им. З. Бишевой,
453103 Стерлитамак

** Филиал Уфимского государственного авиационного технического университета
в г. Стерлитамаке, 453104 Стерлитамак
E-mail: s_maxim.pmm@mail.ru

Проведено моделирование процесса образования газогидрата в частично насыщенной водой области пористой среды конечной протяженности при продувке ее холодным газом. Исследовано влияние начальных параметров пористой среды, а также условий продувки на эволюцию гидратонасыщенности и температуры.

Ключевые слова: газогидрат, метод ловли фронтов в узлы сетки, образование гидрата, разложение гидрата.

Введение. В настоящее время задачи об образовании и разложении газогидратов представляют значительный научный и практический интерес, что обусловлено перспективой использования газогидратов в различных технологиях, в первую очередь для хранения газа в гидратном состоянии. При использовании такого способа хранения газа учитывается то обстоятельство, что при одинаковых условиях в гидратном состоянии в единице объема содержится значительно больше газа, чем в свободном состоянии [1, 2]. В частности, рядом исследователей предлагается проводить подземную газогидратную консервацию парниковых газов, обеспечивающую высокий уровень безопасности хранения и не требующую больших энергетических затрат [3]. Кроме того, газогидраты рассматриваются как наиболее перспективные источники энергии.

В данной работе, являющейся продолжением [4, 5], рассматривается образование газогидрата в насыщенном жидкостью пористом пласте конечной протяженности при инжекции газа. В указанных выше работах задача решалась в автотомельной постановке, которая применительно к задаче об образовании газовых гидратов в пористых пластах конечной длины соответствует начальному этапу процесса, когда влияние границ несущественно. В данной работе результаты, приведенные в [4, 5], использованы для тестирования численных алгоритмов, основанных на методе ловли фронта в узел сетки. Обнаружен эффект вырождения протяженной области, в которой возникает газогидрат, во фронтальную поверхность вследствие конвективного переноса тепла, выделившегося за

счет его образования. Кроме того, показана возможность реализации режима остановки фронта гидратообразования и образования висячего скачка гидратонасыщенности.

Постановка задачи. Рассмотрим горизонтальный пористый пласт ($x \geq 0$) длиной L , насыщенный в начальный момент времени газом (метаном) и водой, давление p_0 и температура T_0 которых соответствуют условиям существования их в свободном состоянии: $p_0 < p_{s0}$ ($p_{s0} = p_s(T_0)$ — равновесное давление гидратообразования, соответствующее исходной температуре T_0). Пусть в момент времени $t = 0$ через левую границу пористого пласта ($x = 0$) начинает закачиваться газ (одноименный исходному) с давлением p_e и температурой T_e , которые соответствуют условиям стабильного существования гидрата ($p_e > p_s(T_e)$). Требуется определить эволюцию давления, температуры и гидратонасыщенности в пласте при $t > 0$.

При нагнетании газа в пористой среде могут возникнуть три области. В области, примыкающей к левой границе пласта, на которой происходит нагнетание (ближней области), поры заполнены газом и гидратом. В промежуточной области, которую будем называть гидратной волной, газ, гидрат и вода находятся в состоянии термодинамического равновесия и происходит процесс образования гидрата. В наиболее удаленной от левой границы пласта (дальней) области присутствуют газ и вода. Между указанными областями могут возникнуть две подвижные границы: граница $x = x_{(n)}$ между ближней и промежуточной областями, на которой начинается процесс гидратообразования, и граница $x = x_{(d)}$ между дальней и промежуточной областями, на которой этот процесс заканчивается. Такое положение границ соответствует начальному этапу процесса образования газогидрата, на котором влияние правой границы ($x = L$) несущественно. Однако, как отмечено выше, в ходе эволюции объемная область может вырождаться во фронтальную поверхность, на которой происходит образование всего газогидрата из находящейся в пористой среде воды.

Для описания процессов тепломассопереноса при инъекции газа, сопровождающихся образованием газогидратов, примем следующие допущения: пористость постоянна, скелет пористой среды, вода и газогидрат несжимаемы и неподвижны, газ является калорически совершенным:

$$m, \rho_{sk}, \rho_l, \rho_h = \text{const}, \quad v_{sk} = v_l = v_h = 0, \quad p = \rho_g R_g T. \quad (1)$$

Здесь m — пористость; ρ_j, v_j ($j = sk, l, h$) — истинная плотность и скорость j -й фазы соответственно; p — давление; T — температура; R_g — газовая постоянная; индексы sk, l, g, h соответствуют параметрам скелета пористой среды, воды, газа и гидрата. Будем полагать, что значения температуры пористой среды и насыщающего ее вещества (газа, воды и гидрата) в каждой точке совпадают. Гидрат представляет собой двухкомпонентную систему с массовой концентрацией газа G .

С учетом принятых допущений уравнения сохранения масс газа и воды в одномерном случае запишем в виде [3]

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (m S_g \rho_g) + \frac{\partial}{\partial x} (m S_g v_g \rho_g) &= -m G \rho_h \frac{\partial S_h}{\partial t}, \\ \frac{\partial}{\partial t} (m \rho_l S_l) &= -m(1 - G) \rho_h \frac{\partial S_h}{\partial t}, \\ S_g + S_h + S_l &= 1, \end{aligned} \quad (2)$$

где S_j ($j = g, h, l$) — насыщенность пор j -й фазой; v_g — скорость газовой фазы.

Процесс фильтрации газа описывается законом Дарси

$$m S_g v_g = -\frac{k_g}{\mu_g} \frac{\partial p}{\partial x}. \quad (3)$$

Пренебрегая баротермическим эффектом, уравнение притока тепла можно записать в виде

$$\rho c \frac{\partial T}{\partial t} + c_g \rho_g m S_g v_g \frac{\partial T}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right) + m \rho_h L_h \frac{\partial S_h}{\partial t}. \quad (4)$$

Здесь ρc , λ — удельная объемная теплоемкость и теплопроводность системы:

$$\rho c = (1 - m) \rho_{sk} c_{sk} + m \sum_{j=g,l,h} S_j \rho_j c_j, \quad \lambda = (1 - m) \lambda_{sk} + m \sum_{j=g,l,h} S_j \lambda_j,$$

c_j , λ_j — удельная теплоемкость и теплопроводность фаз; L_h — удельная теплота разложения газогидрата. Поскольку основной вклад в величины ρc и λ вносят параметры скелета пористой среды, будем полагать их постоянными:

$$\rho c = (1 - m) \rho_{sk} c_{sk}, \quad \lambda = (1 - m) \lambda_{sk}.$$

Зависимость коэффициента проницаемости газа k_g от газонасыщенности зададим формулой Козени [6]

$$k_g = k_* \frac{(m S_g)^3}{(1 - m S_g)^2} \approx k_0 S_g^3, \quad (5)$$

где $k_0 = k_* m^3$ — абсолютная проницаемость пласта.

В области, в которой одновременно существуют газ, гидрат и вода, температура и давление связаны условием фазового равновесия [1]

$$T = T_0 + T_* \ln(p/p_{s0}), \quad (6)$$

где T_0 , p_{s0} — начальная температура системы и соответствующее равновесное давление; T_* — эмпирический параметр, зависящий от вида газогидрата.

При образовании газогидрата в пористом пласте возникают зоны, в которых газ, гидрат и вода могут находиться в различных состояниях. Поэтому на границах между этими зонами, являющихся передним и задним фронтами гидратной волны, для потока масс и тепла должны выполняться следующие законы сохранения:

$$\begin{aligned} [m(S_h \rho_h (1 - G) + S_l \rho_l) \dot{x}_{(i)}] &= 0, & [m(\rho_g S_g (v_g - \dot{x}_{(i)}) - \rho_h S_h G \dot{x}_{(i)})] &= 0, \\ \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial x} \right] &= [m \rho_h L_h S_h \dot{x}_{(i)}]. \end{aligned} \quad (7)$$

Здесь $[\psi]$ — скачок величины ψ на границе $x_{(i)}$ между областями; $\dot{x}_{(i)}$ — скорость движения границы $x_{(i)}$; индексы $i = n, d$ соответствуют параметрам на ближней и дальней границах. Температуру и давление на этих границах будем полагать непрерывными.

Из второго уравнения системы (2) следует

$$\rho_l (S_l - S_{l0}) + (1 - G) \rho_h S_h = 0 \quad (8)$$

(S_{l0} — начальная водонасыщенность пористой среды). Тогда с учетом третьего соотношения системы (2) из (8) получаем

$$S_l = S_{l0} - \frac{\rho_h (1 - G)}{\rho_l} S_h, \quad S_g = 1 - S_{l0} - \left(1 - \frac{\rho_h (1 - G)}{\rho_l} \right) S_h.$$

Условия на левой границе пласта ($x = 0$) имеют вид

$$T = T_e, \quad p = p_e \quad (t > 0, \quad x = 0). \quad (9)$$

На правой границе пласта ($x = L$) поставим условия, моделирующие отсутствие кондуктивного потока тепла и постоянное давление p_0 :

$$\frac{\partial T}{\partial x} = 0, \quad p = p_0 \quad (t > 0, \quad x = L). \quad (10)$$

В качестве начальных условий системы примем следующие условия:

$$T = T_0, \quad p = p_0, \quad S_l = S_{l0}, \quad S_h = 0, \quad S_g = 1 - S_{l0} \quad (t = 0, \quad 0 \leq x \leq L). \quad (11)$$

Решение задачи об образовании гидрата в протяженной области. Согласно постановке данной задачи образование гидрата происходит не только в протяженной области, но и на фронтальной поверхности. Поэтому будем полагать, что на поверхности $x = x_{(n)}$ происходит скачок гидратонасыщенности с $S_{h(n)}^- = S_{he}$ до $S_{h(n)}^+ > 0$, обусловленный переходом на этой поверхности части воды в газогидратное состояние. Гидратонасыщенность в ближней области S_{he} определяется из условия сохранения массы воды

$$S_{he} = \frac{\rho_l S_{l0}}{\rho_h(1 - G)},$$

а значение величины $S_{h(n)}^+$ — в ходе решения задачи.

Следующие из (1)–(4) уравнения пьезо- и теплопроводности в ближней и дальней областях построим при условии, что слагаемое, учитывающее переменность температуры, мало, если характерные перепады температуры ΔT в области фильтрации незначительны:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{k_g}{m\mu_g S_g} \frac{\partial}{\partial x} \left(p \frac{\partial p}{\partial x} \right); \quad (12)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(\lambda_T \frac{\partial T}{\partial x} \right) + \frac{c_g k_g}{\mu_g \rho c} \frac{p}{R_g T} \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (13)$$

Здесь $\lambda_T = \lambda/(\rho c)$ — температуропроводность пласта. В промежуточной области уравнения, описывающие распределения основных параметров системы, имеют вид

$$\frac{\partial}{\partial t} (p S_g) = \frac{\partial}{\partial x} \left(\frac{k_g}{\mu_g} p \frac{\partial p}{\partial x} \right) - \frac{\rho c G R_g T}{L_h} \frac{\partial T}{\partial t} + \frac{\rho_g c_g k_g G R_g T}{\mu_g L_h} \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}; \quad (14)$$

$$\frac{\partial S_h}{\partial t} = \frac{1}{\Delta T} \frac{\partial T}{\partial t} - \frac{\rho_g k_g c_g}{m\mu_g \rho_h L_h} \frac{\partial p}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} - \frac{\lambda}{m\rho_h L_h} \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (15)$$

где $\Delta T = m\rho_h L_h/(\rho c)$. В этой области давление и температура связаны условием фазового равновесия (6). Кроме того, из (6) следует

$$\frac{\partial T}{\partial x} = \frac{T_*}{p} \frac{\partial p}{\partial x}, \quad \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = \frac{T_*}{p} \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{T_*}{p^2} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)^2. \quad (16)$$

Из соотношений (7) получаем уравнения баланса масс и тепла на границе $x = x_{(n)}$

$$-\frac{k_{g(n)}^-}{\mu_g} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{(n)}^- + \frac{k_{g(n)}^+}{\mu_g} \left(\frac{\partial p}{\partial x} \right)_{(n)}^+ = m\dot{x}_{(n)} \left(S_{g(n)}^- - S_{g(n)}^+ + \frac{\rho_h G (S_{h(n)}^- - S_{h(n)}^+)}{\rho_{g(n)}} \right), \quad (17)$$

$$\lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{(n)}^- - \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x} \right)_{(n)}^+ = m\rho_h L_h (S_{h(n)}^- - S_{h(n)}^+) \dot{x}_{(n)},$$

где $k_{g(n)}^- = k_0 (S_{g(n)}^-)^3 = k_0 (1 - S_{he})^3$; $S_{g(n)}^+ = 1 - S_{l0} - (1 - \rho_h(1 - G)/\rho_l) S_{h(n)}^+$; $k_{g(n)}^+ = k_0 (S_{g(n)}^+)^3$; верхние индексы “+” и “-” соответствуют значениям параметров, претерпевающих разрыв, перед границей и за ней.

Используя (16) и исключая из системы (17) $(\partial p/\partial x)_{(n)}^+$, $(\partial T/\partial x)_{(n)}^+$, имеем

$$\begin{aligned} \frac{k_{g(n)}^+}{\mu_g} \frac{p(n)}{T_*} \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{(n)}^- - \frac{k_{g(n)}^-}{\mu_g} \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{(n)}^- = \\ = m\dot{x}_{(n)} \left(S_{g(n)}^- - S_{g(n)}^+ + \frac{\rho_h G (S_{he} - S_{h(n)}^+)}{\rho_{g(n)}} + \frac{k_{g(n)}^+}{\mu_g} \frac{\rho_h L_h (S_{h(n)}^- - S_{h(n)}^+)}{\lambda} \frac{p(n)}{T_*} \right). \end{aligned} \quad (18)$$

На границе $x = x_{(d)}$ значение гидратонасыщенности будем считать непрерывным и равным нулю. Покажем, что это предположение справедливо в рамках представленной теоретической модели. Пусть предположение неверно, а именно: на поверхности $x = x_{(d)}$ возможен скачок гидратонасыщенности с $S_{h(d)}^- = S_h^- > 0$ до $S_{h(d)}^+ = 0$. Тогда из (7) следует, что на этой поверхности условия баланса масс и тепла имеют вид

$$\begin{aligned} -\frac{k_{g(d)}^-}{\mu_g} \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{(d)}^- + \frac{k_{g(d)}^+}{\mu_g} \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{(d)}^+ = \frac{m S_h^- \rho_h G}{\rho_{g(d)}} \dot{x}_{(d)}, \\ \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{(d)}^- - \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{(d)}^+ = m S_h^- \rho_h L_h \dot{x}_{(d)}. \end{aligned} \quad (19)$$

При $S_h^- > 0$ из условий (19) с учетом формулы Козени (5) для $\dot{x}_{(d)} > 0$ следуют неравенства

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{(d)}^- < \left(\frac{S_g^+}{S_g^-}\right)_{(d)}^3 \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{(d)}^+, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{(d)}^- > \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{(d)}^+. \quad (20)$$

Полагая, что величина начальной водонасыщенности незначительна, можно принять $(S_g^+/S_g^-)_{(d)}^3 \simeq 1$. Тогда из (20) с учетом (16) следует

$$\left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{(d)}^+ < \frac{T_*}{p_{(d)}} \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{(d)}^+. \quad (21)$$

Таким образом, в дальней области (насыщенной газом и водой) вблизи границы $x = x_{(d)}$ при $\dot{x}_{(d)} > 0$ вода должна находиться в переохлажденном состоянии, так как согласно неравенству (21) правее данной границы температура пласта становится ниже равновесной температуры $T_{(d)}$. Этот результат противоречит исходному допущению о том, что в дальней области газ и вода находятся в состоянии, исключающем возможность образования газогидрата. Аналогично в случае $\dot{x}_{(d)} < 0$, когда начальная водонасыщенность также невелика, из (19) следуют неравенства

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{(d)}^+ < \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{(d)}^-, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{(d)}^+ > \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{(d)}^-. \quad (22)$$

Тогда с учетом (16) из (22) получаем

$$\frac{T_*}{p_{(d)}} \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{(d)}^+ < \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{(d)}^+. \quad (23)$$

Из (23) следует, что в случае $\dot{x}_{(d)} < 0$ переохлаждения воды на границе $x = x_{(d)}$ до температуры ниже температуры $T_{(d)}$ не происходит. Таким образом, единственным решением задачи является значение гидратонасыщенности на границе $x = x_{(d)}$ $S_{h(d)}^- = 0$. Тогда из (19) следуют соотношения для давления и температуры на этой границе

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{(d)}^- = \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{(d)}^+, \quad \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{(d)}^- = \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{(d)}^+. \quad (24)$$

Для получения численного решения задачи (12)–(15) с начально-граничными условиями (9)–(11) и условиями (17), (24) на подвижных границах строится равномерная сетка с шагом h . Поскольку решение находится в областях с двумя неизвестными границами фазовых переходов, используется метод ловли фронтов в узлы пространственной сетки, в соответствии с которым неизвестный временной шаг τ_{j+1} выбирается таким образом, чтобы ближний фронт фазового перехода перемещался по координате x на один шаг: $x_{(n)}(t_{j+1}) - x_{(n)}(t_j) = h$. При этом положение подвижного фронта $x = x_{(d)}$ также должно соответствовать некоторому узлу пространственной сетки, определяемому в ходе решения задачи. Уравнениям (12)–(15), описывающим распределения давления, температуры и гидратонасыщенности пласта, а также условиям (17), (18), (24) на подвижных фронтах фазовых переходов ставятся в соответствие неявные дискретные аналоги. Полученную таким образом систему алгебраических уравнений на каждом временном слое целесообразно решать с помощью метода простых итераций в сочетании с алгоритмом прогонки [7]. При этом на начальной итерации задаются лишь распределения давления, температуры и временного шага. Из соотношения (18) и дискретного аналога (15) находятся значения гидратонасыщенности на границе фазового перехода $x = x_{(n)}$ и в промежуточной области. Положение фронта $x = x_{(d)}$ определяется из условия равенства нулю гидратонасыщенности на нем. Затем находятся распределения давления и температуры пласта, а также очередное приближение временного шага. На каждом временном слое данный процесс продолжается до тех пор, пока не будет достигнута заданная точность по давлению, температуре и гидратонасыщенности.

Результаты расчетов. Анализ полученных численных решений показал, что на начальном этапе продувки пластов конечной длины газом в зависимости от параметров нагнетания газа и пористой среды газогидрат может образовываться как на фронтальной поверхности, так и в протяженной области.

Для того чтобы сравнить автомодельное и численное решения, рассмотрим задачу о нагнетании в пласт (через границу $x = 0$) газа под давлением $p_e = 5$ МПа при температуре $T_e = 277$ К. Для остальных параметров, характеризующих систему пористая среда — твердый газогидрат — газ, приняты следующие значения: $m = 0,1$, $G = 0,12$, $S_{l0} = 0,2$, $k_0 = 10^{-14}$ м², $\mu_g = 10^{-5}$ Па·с, $\lambda = 2$ Вт/(м·К), $\rho_c = 2,5 \cdot 10^6$ Дж/(кг·К), $L_h = 5 \cdot 10^5$ Дж/кг, $\rho_h = 900$ кг/м³, $\rho_l = 1000$ кг/м³, $T_0 = 280$ К, $T_* = 10$ К, $p_0 = 3$ МПа, $p_{s0} = 5,5$ МПа, $c_g = 1560$ Дж/(кг·К). При этом длина модельного пласта полагалась равной $L = 1$ м, шаг по пространственной координате $h = 0,001$ м. В некоторый момент времени на основе автомодельного решения определялись положения подвижных фронтов фазовых переходов, распределения температуры, давления, гидратонасыщенности и сравнивались с распределениями данных параметров, полученными численно. На рис. 1 приведены распределения температуры пласта для плоскосимметричной задачи, полученные на основе численного и автомодельного решений в различные моменты времени. Видно, что распределения температуры, построенные для полубесконечного пласта и пласта конечной протяженности, в начальные моменты времени практически совпадают. При этом автомодельные решения имеют место в случае, когда область пористой среды является бесконечно протяженной или имеет конечную протяженность при $t < L^2/\lambda_p$ ($\lambda_p = kp_0/(\mu_g m S_g)$ — пьезопроводность пласта), т. е. до тех пор, пока возмущения давления в пористой среде не достигнут ее границ. Для пласта, параметры которого указаны выше, время, за которое возмущение достигает правой границы, составляет приблизительно 30 с. Поэтому можно считать, что рассмотренный метод ловли фронтов фазовых переходов в узлы сетки достаточно точно описывает процесс образования гидрата.

На рис. 2 представлены зависимость положения границы фазового перехода $x = x_{(n)}$ от времени и распределение температуры при продувке газом пористой среды. На рис. 2, а

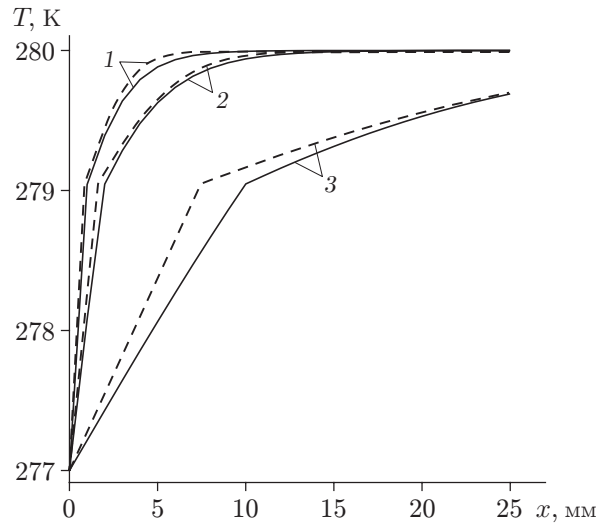


Рис. 1. Распределения температуры пласта, полученные на основе численного (сплошные линии) и автомодельного (штриховые линии) решений при $p_e = 5$ МПа:

1 — $t = 3$ с; 2 — $t = 11$ с; 3 — $t = 238$ с

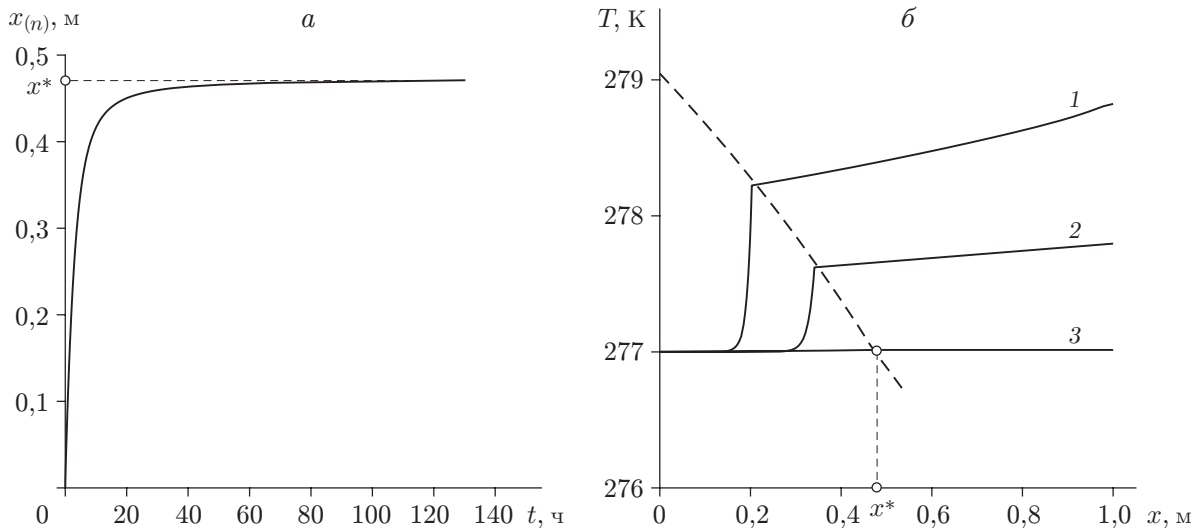


Рис. 2. Зависимость координаты границы фазового перехода от времени (а) и распределение температуры (б) при $p_e = 5$ МПа, $T_e = 277$ К:

1 — $t = 1$ ч, 2 — $t = 4$ ч, 3 — $t = 130$ ч; штриховая линия — равновесная температура, соответствующая распределению давления; x^* — координата, при которой движение границы $x = x(n)$ прекращается

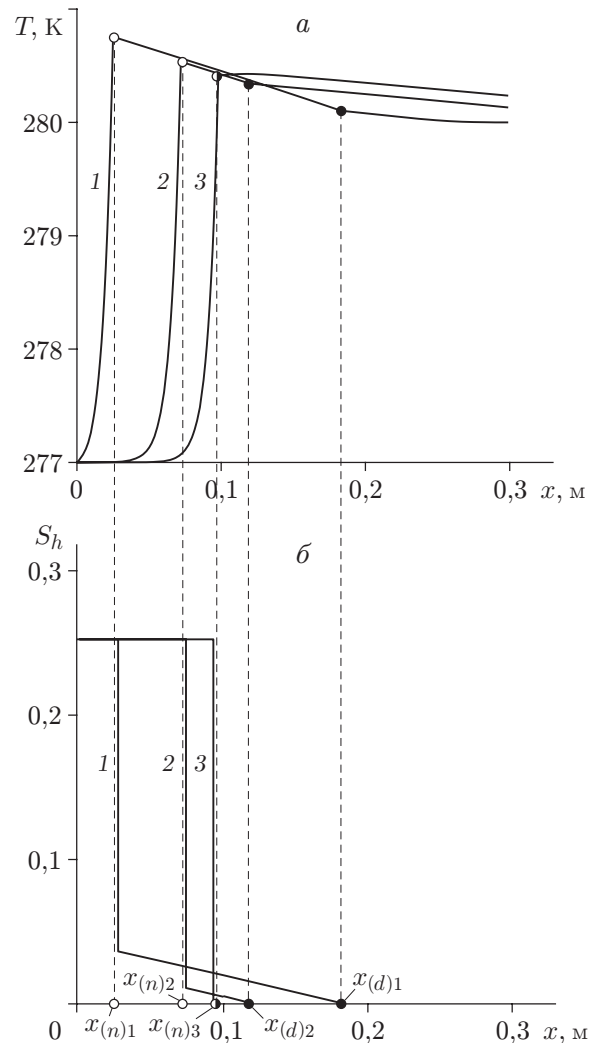


Рис. 3. Распределения температуры T (а) и гидратонасыщенности S_h (б):
 1 — $t = 2$ мин, 2 — $t = 10$ мин, 3 — $t = 14$ мин; светлые точки — положение границы $x = x_{(n)}$, темные — положение границы $x = x_{(d)}$

видно, что данная граница движется только до момента времени $t \approx 130$ ч, затем она останавливается. Действительно, из рис. 2,б следует, что с течением времени температура пласта становится равной температуре нагнетаемого газа. При этом профиль давления и, следовательно, профиль равновесной температуры пласта имеют вид убывающей линейной зависимости. Поэтому при дальнейшей продувке в области $x > x^*$ температура пласта становится выше равновесной температуры, т. е. в этой области в порах могут присутствовать только газ и вода в свободном состоянии. Таким образом, на границе $x = x^*$ процесс образования гидрата прекращается. Для продолжения этого процесса необходимо, чтобы температура нагнетаемого газа была меньше равновесной температуры, соответствующей начальному давлению на границе $x = L$.

На рис. 3 представлены распределения температуры и гидратонасыщенности при нагнетании газа с температурой $T_e = 277$ К под давлением $p_e = 6$ МПа. Абсолютная проницаемость пласта полагалась равной $k_0 = 10^{-13}$ м². На рис. 3 видно, что в случае образования гидрата в протяженной области температура в ней становится выше начальной температуры пласта. Следовательно, при нагнетании холодного газа происходит его на-

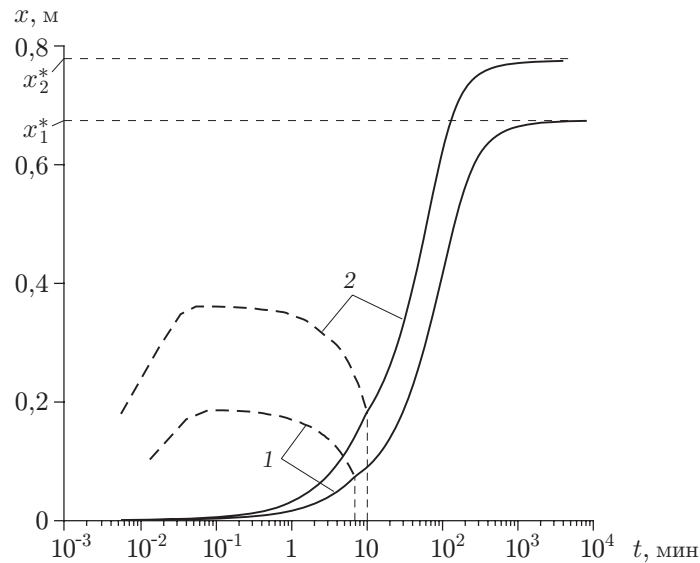


Рис. 4. Зависимости координат границ фазовых переходов $x = x_{(n)}$ (сплошные линии) и $x = x_{(d)}$ (штриховые линии) при нагнетании газа под различным давлением:

1 — $p_e = 6$ МПа, 2 — $p_e = 7$ МПа

грев. Кроме того, на рис. 3 видно, что с течением времени граница $x = x_{(d)}$ движется влево, навстречу границе $x = x_{(n)}$, т. е. в объемной области, образовавшейся на предыдущем этапе, происходит частичное разложение гидрата. Это обусловлено конвективным сносом нагретого газа за счет образования газогидрата вблизи границы $x = x_{(n)}$ и его течения в объемной области. Действительно, из рис. 3 следует, что в момент времени $t \approx 2$ мин температура на границе $x = x_{(d)}$ равна $T_{(d)} = 280$ К, а в момент времени $t = 10$ мин температура возрастает до значения $T_{(d)} \approx 280,5$ К. При таком повышении температуры и фактически стационарном профиле давления согласно фазовой диаграмме гидрат должен отсутствовать. Поэтому в данном случае, как отмечено выше, происходит диссоциация (разложение) образовавшегося ранее гидрата. В момент времени $t = 14$ мин процесс гидратообразования происходит на фронтальной поверхности $x = x_{(n)}$, при этом значение гидратонасыщенности на ней меняется с $S_{h(n)}^- = S_{he}$ до $S_{h(n)}^+ = 0$.

На рис. 4 представлены законы движения границ гидратной волны $x = x_{(n)}$ и $x = x_{(d)}$ при нагнетании газа с температурой $T_e = 277$ К под давлениями $p_e = 6, 7$ МПа. Видно, что в этих случаях в начальный период передний фронт гидратной волны $x = x_{(d)}$ движется вправо, т. е. продвигается вглубь пласта, причем тем дальше, чем выше давление нагнетаемого газа, а затем в противоположном направлении, что вызвано диссоциацией образовавшегося гидрата. В некоторый момент происходит “схлопывание” протяженной гидратной волны в чисто ударную волну с единственным фронтом гидратообразования. Со временем эта гидратная волна останавливается. При этом температура перед волной становится выше равновесной температуры, при которой может образовываться газовый гидрат.

На рис. 5 представлены расчетные осциллограммы температуры и гидратонасыщенности. На рис. 5, б, г приведены фрагменты рис. 5, а, в, соответствующие начальному (автомодельному) этапу нагнетания газа. Начальные давление и температура пласта полагались равными $p_0 = 4$ МПа, $T_0 = 280$ К. Газ нагнетается в пласт под давлением $p_e = 6$ МПа при температуре $T_e = 276$ К. Такие значения параметров соответствуют

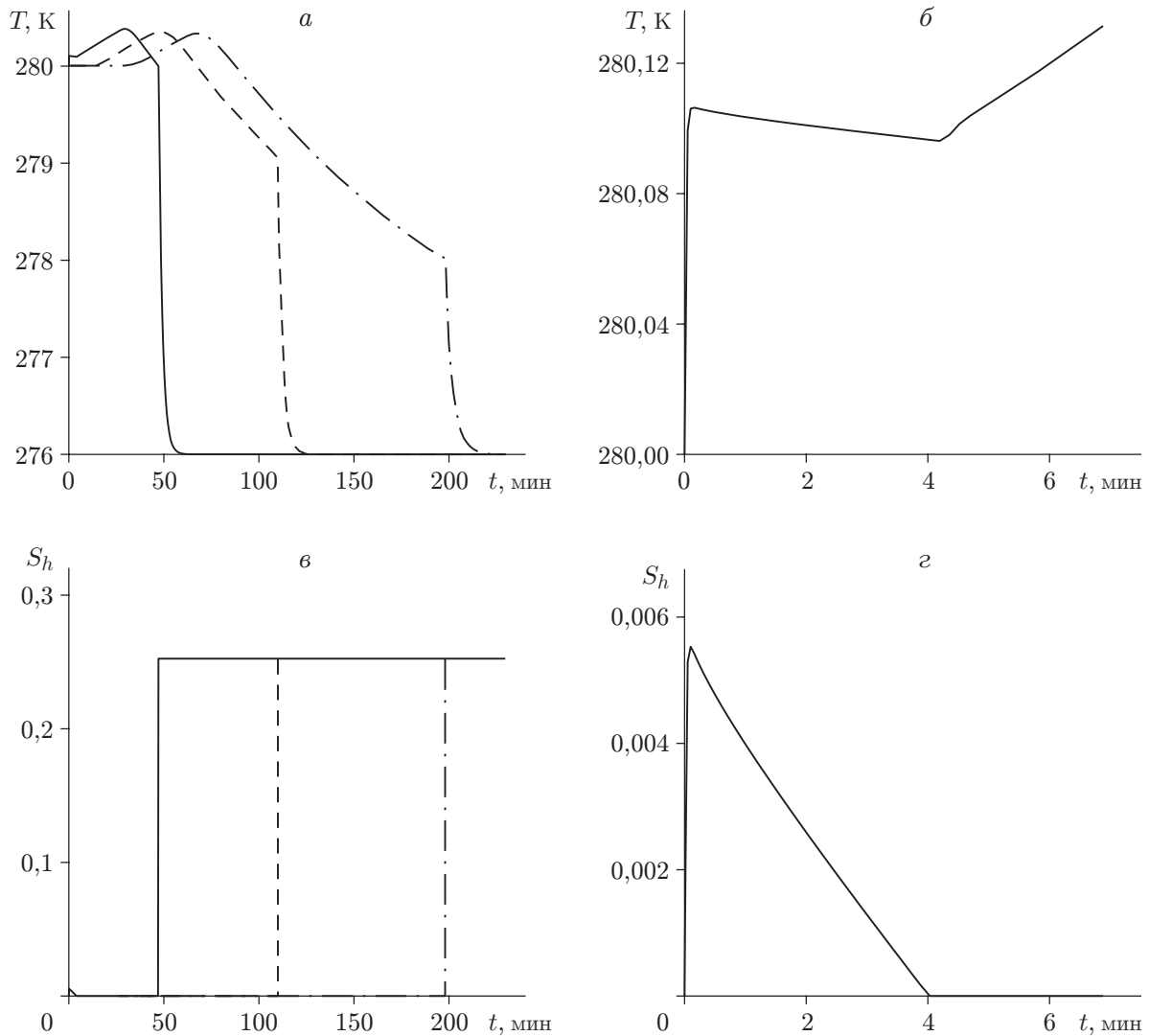


Рис. 5. Осциллограммы температуры (*а, б*) и гидратонасыщенности (*в, г*), зарегистрированные датчиками, расположенными в различных точках: сплошные линии — $x = 0,25 \text{ м}$, штриховые — $x = 0,5 \text{ м}$, штрихпунктирные — $x = 0,75 \text{ м}$; *б, г* — фрагменты рис. 5, *а, в* соответственно в интервале времени $t = 0 \div 6 \text{ мин}$

стабильному состоянию гидрата во всем пласте. На рис. 5 видно, что во всех сечениях температура в пористой среде растет до некоторого максимального значения, а затем, в тот момент, когда задний фронт гидратной волны проходит через эти сечения, резко падает. Из рис. 5, *б, г* следует, что в случае объемной гидратной волны сначала также наблюдается повышение температуры за счет образования гидрата, что соответствует росту гидратонасыщенности в сечении $x = 0,25 \text{ м}$. При движении переднего фронта гидратной волны в противоположном направлении, что соответствует процессу диссоциации гидрата, температура в данном сечении несколько понижается. В момент времени $t \approx 4 \text{ мин}$, когда в этом сечении газогидрат отсутствует, наблюдается рост температуры.

Выводы. Результаты проведенного численного моделирования процесса образования газогидрата при продувке частично насыщенного водой пласта конечной длины позволяют сделать следующие выводы.

Если при продувке газом области пористой среды конечной протяженности температура нагнетаемого газа становится больше равновесной температуры гидратообразования, то в этой точке образование гидрата прекращается, т. е. возникает всякий скачок гидратообразования.

Образование гидрата в протяженной области приводит к нагреву пласта до температуры, превышающей начальную температуру, кроме того, протяженность этой области с течением времени уменьшается, и она вырождается во фронтальную поверхность. Это обусловлено тем, что тепло, выделившееся при образовании гидрата, уносится конвекцией вглубь пласта. А это в свою очередь приводит к диссоциации гидрата, ранее образовавшегося в объемной области.

Период существования промежуточной области (гидратной волны), в которой одновременно находятся газ, гидрат и вода, пренебрежимо мал по сравнению с периодом образования гидрата в пласте конечной длины.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Истомин В. А.** Газовые гидраты в природных условиях / В. А. Истомин, В. С. Якушев. М.: Недра, 1992.
2. **Бык С. Ш.** Газовые гидраты / С. Ш. Бык, Ю. Ф. Макогон, В. И. Фомина. М.: Химия, 1980.
3. **Jadhawar P., Mohammadi A. H., Yang J., Tohidi B.** Subsurface carbon dioxide storage through clathrate hydrate formation // *Advances in the geological storage of carbon dioxide*. Amsterdam: Springer, 2006. P. 111–126.
4. **Нурисламов О. Р., Шагапов В. Ш.** Нагнетание газа во влажную пористую среду с образованием газогидрата // *Прикл. математика и механика*. 2009. № 5. С. 809–823.
5. **Шагапов В. Ш., Мусакаев Н. Г., Хасанов М. К.** Нагнетание газа в пористый резервуар, насыщенный газом и водой // *Теплофизика и аэромеханика*. 2005. Т. 12, № 4. С. 645–656.
6. **Баренблатт Г. И.** Движение жидкостей и газов в природных пластах / Г. И. Баренблатт, В. М. Ентов, В. М. Рыжик. М.: Недра, 1984.
7. **Васильев В. И.** Вычислительные методы в разработке месторождений нефти и газа / В. И. Васильев, В. В. Попов, Т. С. Тимофеева. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000.

*Поступила в редакцию 5/V 2010 г.,
в окончательном варианте — 25/II 2011 г.*
