

УДК 532.546

О ВОЗМОЖНОСТИ ВЫМЫВАНИЯ ГАЗА ИЗ ГАЗОГИДРАТНОГО МАССИВА ПОСРЕДСТВОМ ЦИРКУЛЯЦИИ ТЕПЛОЙ ВОДЫ

В. Ш. Шагапов^{*,**}, А. С. Чиглинцева^{**}, В. Р. Сыртланов^{***}

* Институт механики Уфимского научного центра РАН, 450054 Уфа

** Бирская государственная социально-педагогическая академия, 452450 Бирск

*** Главное управление по геологии и разработке ОАО "ЛУКОЙЛ", 115304 Москва
E-mails: Shagapov@rambler.ru, changelina@rambler.ru, SyrtlanovVR@lukoil.com

Показана возможность извлечения газа из газогидратного массива посредством циркуляции теплой воды через систему скважин. Предложены технологическая схема и теоретическая модель данного процесса.

Ключевые слова: газогидратный массив, теплоноситель, скважина, добыча газа.

Введение. Согласно современным геологическим данным в донных осадках морей и океанов находятся большие запасы углеводородного газа в виде твердых газогидратных отложений (приблизительно 98 % мировых запасов газогидратов находится в океане и лишь 2 % — на суше в зоне вечной мерзлоты [1, 2]). Запасы газогидратов составляют $(2800 \div 25\,000) \cdot 10^{12} \text{ м}^3$ [3, 4], при этом, по имеющимся оценкам, потенциальные запасы метана в газогидратах достигают $2 \cdot 10^{16} \text{ м}^3$ [2–4]. В природном газогидрате объемом 1 м^3 содержатся газ объемом до 180 м^3 и вода объемом $0,78 \text{ м}^3$ [3]. В океанах и морях газогидраты встречаются на глубинах от 300–400 до 1000–1200 м и более [1, 3]. Они насыщают верхний слой донных осадков и составляют 10–20 % их общего объема [3, 4]. Скопления газогидратов обнаружены во многих частях Мирового океана, а также на значительной территории дна озера Байкал [5]. Проблема бурения скважин в газогидратном массиве рассматривается в работе [6]. Можно предположить, что извлечение газа из газогидратных массивов возможно путем их растопления. При этом в качестве источника тепла можно использовать, например, более теплую воду из приповерхностных слоев. В данной работе рассматривается задача о вымывании газа из газогидрата посредством циркуляции теплой воды через систему добычи газа. На рис. 1 представлена возможная технологическая схема процесса вымывания газа из газогидратного массива, согласно которой система добычи газа состоит из двух соосных цилиндрических вертикальных каналов (скважин). Внутренняя скважина предназначена для подвода теплоносителя (теплой воды) на открытый участок скважины, окруженный газогидратным массивом (забой скважины). Поднимаясь по забою, представляющему собой коаксиальный канал между стенками внутренней скважины и окружающего скважину массива, теплоноситель вымывает газогидрат. Вследствие этого в восходящий поток на участке $0 < z < z_{op}$ за счет разложения газогидрата поступают газ и дополнительно вода, затем этот двухфазный поток попадает на обсаженный участок ($z_{op} < z < z_{cl}$).

Рассмотрим режим функционирования скважин, при котором давление p_0^i и температура T_0^i на входе внутренней скважины, а также давление p_e на выходе внешней скважины поддерживаются постоянными.

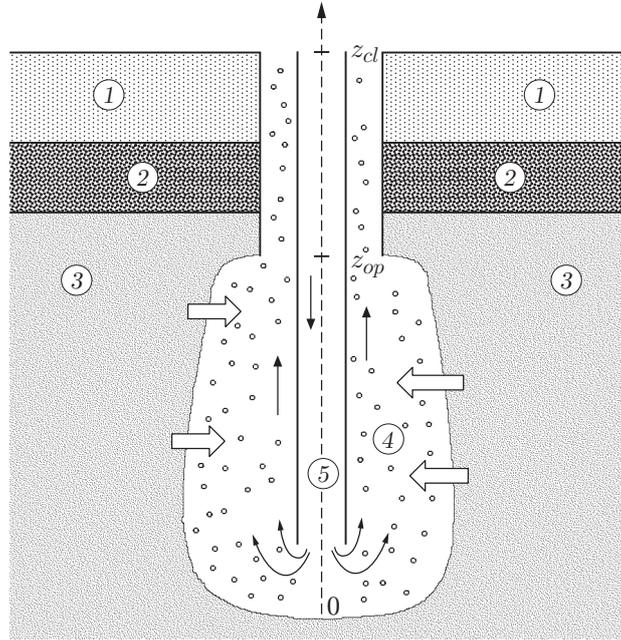


Рис. 1. Технологическая схема процесса вымывания газа из газогидратного массива: 1 — вода, 2 — осадочные породы, 3 — газогидратный массив, 4 — внешняя скважина, 5 — внутренняя скважина; стрелки — направления потоков теплоносителя и газогидрата

1. Основные уравнения. Предположим, что вдали от скважины газогидратный массив имеет постоянную температуру T_{h0} . Поскольку температура воды вблизи морского дна примерно равна $4\text{ }^\circ\text{C}$, в расчетах будем полагать, что $T_{h0} = 4\text{ }^\circ\text{C}$ ($T_{h0} = 277\text{ K}$). Пусть $p_{h0} = p_s(T_{h0})$ — равновесное давление, соответствующее начальной температуре T_{h0} (при $T = T_{h0}$, $p = p_{h0}$ газогидрат может находиться в равновесном состоянии с продуктами разложения, т. е. с водой и газом). Для газогидрата метана давление равновесия при указанной температуре составляет $p_{h0} \approx 3\text{ МПа}$. Следовательно, глубина h моря, на дне которого может находиться слой газогидрата, должна удовлетворять условию $p_A + \rho_l^0 h g \geq p_{h0}$ (p_A — атмосферное давление; ρ_l^0 — плотность воды; g — ускорение свободного падения). Отсюда для минимальной глубины h_{\min} получаем условие $h_{\min} = (p_{h0} - p_A) / (\rho_l^0 g) \approx 300\text{ м}$.

Осевую координату будем отсчитывать от нижней границы забоя скважины. Будем полагать, что внешняя стенка скважины в забое представляет собой осесимметричную поверхность с радиусом a , зависящим от вертикальной координаты z и времени t ($a = a(z, t)$).

В предположении, что нисходящее течение теплоносителя происходит с постоянной скоростью, уравнение импульсов запишем в виде

$$\frac{dp^i}{dz} = -\rho_l^0 g + \frac{2\tau_c^-}{a_c^-}, \quad (1.1)$$

где p^i — давление во внутренней скважине; a_c^- — радиус внутренней скважины; τ_c^- — сила гидравлического трения между потоком и стенкой, отнесенная к единице ее площади. Уравнение баланса тепла во внутренней скважине имеет вид

$$m_l^- c_l \frac{dT^i}{dz} = 2\pi a_c^- q_c^- \quad (m_l^i = \pi (a_c^-)^2 w^i \rho_l^0), \quad (1.2)$$

где T^i , m_l^i , w^i , c_l — температура, массовый расход, скорость и теплоемкость воды соответственно; q_c^- — интенсивность теплопередачи, отнесенная к единице площади стенки внутренней скважины.

Газожидкостный поток в скважине представим в квазиодномерном и квазистационарном приближении: расход, температура, состав двухфазной смеси определяются средними по сечению скважины значениями скорости, температуры и объемной концентрации газовой фазы. Допущение о квазистационарности означает следующее. За счет смыва газогидрата радиус скважины на забойном участке меняется, поэтому температурные и гидродинамические процессы, протекающие в системе добычи газа, являются нестационарными (несмотря на то что на входе и выходе поддерживаются постоянные условия). При этом характерное время увеличения радиуса (например, в два раза) значительно больше характерного времени установления течения в цилиндрических каналах при постоянных условиях на входе и выходе. Поскольку эти характерные времена определяются волновыми процессами, а также временем пребывания газожидкостных систем в каналах, в уравнениях масс, импульсов и энергии можно пренебречь слагаемыми, содержащими частные производные по времени.

Уравнения масс для жидкой и газовой фаз запишем в односкоростном приближении:

$$\begin{aligned} \frac{dm_i}{dz} &= 2\pi a j_i, & m_i &= S w \rho_i^0 \alpha_i, & i &\equiv g, l, \\ \alpha_g + \alpha_l &= 1, & S &= \pi(a^2 - (a_c^+)^2). \end{aligned} \quad (1.3)$$

Здесь m_i , ρ_i^0 , α_i — соответственно массовый расход, истинная плотность, объемное содержание i -й фазы (индекс g соответствует газовой фазе, l — жидкой фазе); w — среднерасходная скорость; j_i — массовая интенсивность поступления i -й фазы за счет смыва газогидрата со стенки скважины теплой водой, отнесенная к единице площади стенки. Поскольку в составе газогидрата газ и вода находятся в стехиометрическом соотношении, получаем

$$j_g = G j, \quad j_l = (1 - G) j, \quad (1.4)$$

где G — массовая концентрация газа в составе газогидрата; j — массовая интенсивность смыва газогидрата, отнесенная к единице площади поверхности скважины.

В рамках сделанных допущений уравнение импульсов можно записать в виде [7, 8]

$$\begin{aligned} m \frac{dw}{dz} &= -S \frac{dp}{dz} - S \rho g - 2\pi a \tau - 2\pi a_c^+ \tau_c^+ - 2\pi a j w, \\ m &= m_g + m_l, & \rho &= \rho_g^0 \alpha_g + \rho_l^0 \alpha_l, \end{aligned} \quad (1.5)$$

где τ , τ_c^+ — соответственно силы трения между газожидкостным потоком и внешней стенкой скважины и внешней стенкой внутреннего канала, отнесенные к единице площади. Последнее слагаемое в (1.5) соответствует реактивной силе, возникающей за счет разложения газогидрата при поступлении смеси в поток с нулевой относительно этого потока скоростью.

Аналогично (1.5) уравнение притока тепла для двухфазного потока представим в виде

$$\begin{aligned} (m_g c_g + m_l c_l) \frac{dT}{dz} &= \frac{m_g}{\rho_g^0} \frac{dp}{dz} + 2\pi a j c (T_a - T) + 2\pi a q^- + 2\pi a c q_c^+, \\ c &= c_g G + c_l (1 - G). \end{aligned} \quad (1.6)$$

Здесь T , T_a — температуры двухфазного потока во внешней скважине и ее стенки; c_i ($i \equiv g, l$) — теплоемкости газа и воды (при постоянном давлении); q^- — интенсивность теплообмена между двухфазным потоком во внешней скважине и ее внешней стенкой, отнесенная к единице площади этой стенки; q_c^+ — интенсивность теплообмена между двухфазным потоком во внешней скважине и внешней стенкой внутренней скважины, отнесенная к единице площади этой стенки. Второе слагаемое в правой части уравнения (1.6)

описывает изменение температуры на открытом участке скважины ($0 < z < z_{op}$) вследствие разбавления потока продуктами разложения газогидрата. Для обсаженного участка скважины ($z_{op} < z < z_{cl}$) в уравнениях (1.3)–(1.6) слагаемые, обусловленные наличием фазовых переходов, равны нулю ($j = 0$). При этом жидкость будем полагать несжимаемой, а газ — калорически совершенным:

$$\rho_l^0 = \text{const}, \quad p = \rho_g^0 R_g T. \quad (1.7)$$

2. Силовое и тепловое взаимодействия потока в скважине с ее стенками.

Силу трения и интенсивность теплопередачи между теплоносителем и внутренней поверхностью скважины будем учитывать по схеме Кириллова — Петухова [9], согласно которой имеем

$$\begin{aligned} \tau_c^- &= \xi_c^- \rho_l^0 (w^i)^2 / 8, & \xi_c^- &= (1,82 \lg \text{Re}_l - 1,64)^{-2}, \\ q_c^- &= \beta_c^- (T^i - T_c^-), & \beta_c^- &= \lambda_l \text{Nu}_l^- / (2a_c^-), \\ \text{Nu}_l^- &= \frac{(\xi_c^- / 8) \text{Re}_l \text{Pr}_l}{1,07 + 12,7 \sqrt{\xi_c^- / 8} (\text{Pr}_l^{2/3} - 1)}, & \text{Pr}_l &= \frac{\mu_l c_l}{\lambda_l}, & \text{Re}_l &= \frac{2a_c^- \rho_l w_l}{\mu_l}, \end{aligned} \quad (2.1)$$

где T_c^- — температура внутренней поверхности скважины.

Для силового и теплового взаимодействий восходящего потока со стенками примем следующие соотношения:

$$\begin{aligned} \tau_c^+ &= \tau = \xi \rho w^2 / 8, & \xi &= (1,82 \lg \text{Re} - 1,64)^{-2}, & q_c^+ &= \beta_c^+ (T_c^+ - T), & q^- &= \beta^- (T_a - T), \\ \beta_c^+ &= \frac{\lambda \text{Nu}}{2(a - a_c^+)}, & \beta^- &= \frac{\lambda \text{Nu}}{2(a - a_c^+)}, & \text{Nu} &= \frac{(\xi / 8) \text{Re} \text{Pr}}{1,07 + 12,7 \sqrt{\xi / 8} (\text{Pr}^{2/3} - 1)}, \\ \text{Re} &= \frac{2(a - a_c^+) \rho w}{\mu}, & \text{Pr} &= \frac{\mu c}{\lambda} \end{aligned} \quad (2.2)$$

(T_c^+ , T_a — соответственно температуры внешней стенки внутренней скважины и внешней стенки внешней скважины).

В выражениях для q_c^- , q_c^+ неизвестные температуры T_c^- , T_c^+ можно исключить. Для общности будем учитывать тепловое сопротивление стенок внутренней скважины. Полагая, что толщина стенки внутренней скважины значительно меньше ее радиуса ($\Delta a \ll a_c^-$, $\Delta a = a_c^+ - a_c^-$), тепловой поток через стенки внутренней скважины можно определить из соотношений

$$q_c = \beta_c (T_c^- - T_c^+), \quad \beta_c = \lambda_c / \Delta a_c, \quad (2.3)$$

где λ_c — теплопроводность материала внутренней скважины. С учетом того что тепловые потоки q_c^- , q_c , q_c^+ должны быть равны, получаем

$$q_c^- = q_c = q_c^+ = \beta (T^i - T), \quad (2.4)$$

где

$$1/\beta = 1/\beta_c^- + 1/\beta_c + 1/\beta_c^+. \quad (2.5)$$

Динамическую вязкость μ и теплопроводность λ для газожидкостной смеси находим в соответствии с формулами

$$\mu = \mu_g \alpha_g + \mu_l \alpha_l, \quad \lambda = \lambda_g \alpha_g + \lambda_l \alpha_l. \quad (2.6)$$

3. Описание интенсивности вымывания газогидрата. Примем, что локальная интенсивность j разрушения (смыва) газогидрата на поверхности скважины ограничивается интенсивностью подвода тепла к этой поверхности. При этом температура стенки

внешней скважины T_a равна равновесной температуре разложения газогидрата T_s , которая соответствует значению давления восходящего потока p для данного сечения, определяемого координатой z ($T_a = T_s(p)$). Для зависимости $T_s(p)$ используем выражение [10]

$$T_s(p) = T_{h0} + T_* \ln(p/p_{h0}). \quad (3.1)$$

На основе сказанного выше получаем

$$j = \frac{q^- - q^+}{l_h}, \quad q^+ = -\lambda_h \left(\frac{\partial T_h}{\partial r} \right)_a. \quad (3.2)$$

Здесь q^+ — интенсивность теплового потока от стенки скважины в газогидратный массив; λ_h , l_h — теплопроводность и удельная теплота разложения газогидрата соответственно. При описании температурного поля в газогидратном массиве будем полагать, что в газогидрате градиенты температуры вдоль скважины меньше, чем в радиальном направлении ($|\partial T_h / \partial z| \ll |\partial T_h / \partial r|$), поэтому уравнение теплопроводности для распределения температуры газогидрата вблизи стенок скважины принимает вид

$$\rho_h^0 c_h \frac{\partial T_h}{\partial t} = \lambda_h r^{-1} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_h}{\partial r} \right) \quad (a < r < \infty). \quad (3.3)$$

При этом значение температуры должно удовлетворять следующим граничным условиям:

$$T_h = T_a \quad (r = a), \quad T_h = T_{h0} \quad (r = \infty). \quad (3.4)$$

Для начального момента времени (до начала эксплуатации скважины) поле температур должно удовлетворять условию

$$T_h = T_{h0} \quad (t = 0, \quad r \geq a_0). \quad (3.5)$$

Скорость изменения радиуса скважины $a = a(z, t)$ будем определять на основе уравнения

$$\frac{\partial a}{\partial t} = \frac{j}{\rho_h^0}. \quad (3.6)$$

4. Приближенное описание температурных полей вблизи скважины. В случае если скорость изменения температуры вблизи скважины мала, как правило, используется метод, основанный на допущении о конечном значении радиуса теплового влияния скважины $r = a_*$ [11–13]. Согласно этому методу поле температур вблизи скважины описывается выражением

$$T_h = C_1 \ln(r/a) + C_2 r + C_3, \quad (4.1)$$

удовлетворяющим следующим граничным условиям на стенке скважины и на поверхности, ограничивающей тепловое влияние скважины:

$$r = a: \quad T_h = T_a, \quad r = a_*: \quad T_h = T_{h0}, \quad \frac{\partial T_h}{\partial r} = 0. \quad (4.2)$$

Из условий (4.2) для коэффициентов C_1 , C_2 , C_3 получаем

$$C_2 = \frac{T_{h0} - T_a}{a_* - a - a_* \ln(a_*/a)}, \quad C_1 = -a_* C_2, \quad C_3 = T_a - a C_2. \quad (4.3)$$

Закон изменения радиуса a_* будем определять на основе уравнения баланса тепла в газогидратном слое $a < r < a_*$ вблизи скважины:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_a^{a_*} 2\pi r c_h \rho_h^0 (T_h - T_{h0}) dr = -2\pi a \lambda_h \left(\frac{\partial T_h}{\partial r} \right) \Big|_{r=a}. \quad (4.4)$$

Подставляя (4.1) в (4.4) с учетом (4.3), получаем дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial}{\partial t} \frac{6a_*^3 \ln(a_*/a) - 3a_*(a_*^2 - a^2) - 4(a_*^3 - a^3) + 6a(a_*^2 - a^2)}{a_* - a - a_* \ln(a_*/a)} = -12\nu_h \frac{a_* - a}{a_* - a - a_* \ln(a_*/a)}, \quad (4.5)$$

где $\nu_h = \lambda_h / (\rho_h^0 c_h)$.

В (4.4), (4.5) взяты частные производные по времени, поскольку величины a , a_* являются функциями z : $a(t, z)$, $a_*(t, z)$. Для определения радиуса скважины из (3.6) с учетом (3.1), (4.1), (4.3) получаем еще одно дифференциальное уравнение

$$\frac{\partial a}{\partial t} = \frac{q^- - q^+}{\rho_h^0 l_h}, \quad q^+ = -\lambda_h \frac{(T_{h0} - T_a)(a - a_*)}{a(a_* - a - a_* \ln(a_*/a))}. \quad (4.6)$$

5. Граничные условия для гидродинамических и тепловых полей в системе скважин. Рассмотрим режим работы скважин, при котором значения давлений на входе внутренней скважины p_0 и на выходе внешней скважины (или в устье скважины) p_e поддерживаются постоянными, при этом температура теплоносителя на входе внутренней скважины также полагается постоянной. При $z = z_{cl}$ эти условия можно записать в виде

$$p^i = p_0, \quad p = p_e, \quad T^i = T_0. \quad (5.1)$$

Возможны другие режимы эксплуатации скважины, например, можно принять условия постоянства расхода и температуры теплоносителя на входе внутренней скважины, а также условие постоянства устьевого давления. К данным условиям необходимо добавить условия согласования гидродинамических полей (скоростей и давлений) вблизи выхода из внутренней скважины ($z = 0$): 1) условие баланса массы жидкости на этой границе; 2) условия

$$\begin{aligned} m_l^i &= m_l, & \rho_l^0 (w^i)^2 / 2 + p^i &= \rho_l^0 w^2 / 2 + p, \\ m_l^i &= \pi (a_c^i)^2 w^i \rho_l^0, & m_l &= \pi (a^2 - (a_c^+)^2) w \rho_l^0, \end{aligned} \quad (5.2)$$

имеющие место вблизи этой границы вследствие расширения трубки тока вытекающей жидкости и значительного повышения давления (в начальном приближении это можно учесть с помощью интеграла Бернулли). Условия, аналогичные (5.2), должны быть приняты также в области перехода восходящего потока из открытого участка в обсаженный. В этом случае условия согласования для таких каналов при $z = z_{op}$ принимают вид

$$\begin{aligned} m_{l(-)} &= m_{l(+)}, & m_{g(-)} &= m_{g(+)}, \\ m_{l(\mp)} &= \pi (a_{(\mp)}^2 - (a_c^+)^2) w_{(\mp)} (1 - \alpha_{g(\mp)}), & m_{g(\mp)} &= \pi (a_{(\mp)}^2 - (a_c^+)^2) w_{(\mp)} \alpha_{g(\mp)}. \end{aligned} \quad (5.3)$$

Согласование значений давления $p_{(-)}$, $p_{(+)}$ также можно осуществить на основе интеграла Бернулли с учетом сжимаемости смеси, обусловленной наличием газовой фазы, с помощью выражения

$$\frac{w_{(+)}^2}{2} - \frac{w_{(-)}^2}{2} = - \int_{p_{(-)}}^{p_{(+)}} \frac{dp}{\rho} \quad (5.4)$$

(ρ — средняя плотность газожидкостной смеси). Принимая, что при односкоростном и изотермическом течениях газожидкостная смесь является сжимаемой только при наличии газовой фазы, получаем следующее уравнение состояния [5]:

$$\frac{p}{p_{(-)}} = \frac{(\rho_{(-)} - \rho_l^0) \rho}{(\rho - \rho_l^0) \rho_{(-)}}. \quad (5.5)$$

С учетом (5.5) уравнения (5.3), (5.4) по известным значениям $a_{(-)}$, $a_{(+)}$, а также $w_{(-)}$, $\alpha_{g(-)}$, $p_{(-)}$ позволяют определить величины $w_{(+)}$, $\alpha_{g(+)}$, $p_{(+)}$.

6. Приведение уравнений к виду, удобному для численных расчетов. С учетом условия (5.1) уравнение для давления (1.1) можно проинтегрировать:

$$p^i = p_0 + (\rho_l^0 g - 2\tau_c^- / a_c^-)(z_{cl} - z). \quad (6.1)$$

При известном значении массового расхода m_l^i (а следовательно, w^i , τ_l^-) выражение (6.1) позволяет определить распределение давления вдоль внутренней скважины, в частности значение давления на дне ($z = 0$) забоя.

Уравнения (1.2) представим в виде

$$\frac{dT^i}{dz} = \frac{2q_c^-}{\rho_l^0 c_l w^i a_c^-}. \quad (6.2)$$

При “замороженных” по времени значениях a , a_* соотношения (2.1)–(2.6), (3.1)–(3.6) с учетом формулы (4.6) для q^+ образуют замкнутую систему обыкновенных дифференциальных уравнений. Величины w , p , T , m_l , m_g будем считать неизвестными функциями. Исключая из выражений (1.3) параметры α_g , α_l , для m_l , m_g получаем

$$m_l / \rho_l^0 + m_g / \rho_g^0 = Sw. \quad (6.3)$$

Продифференцировав выражение (6.3) с учетом уравнений состояния (1.7), находим

$$S \frac{dw}{dz} + \frac{m_g}{\rho_g^0 p} \frac{dp}{dz} - \frac{m_g}{\rho_g^0 T} \frac{dT}{dz} = f_m, \quad (6.4)$$

где

$$f_m = \frac{1}{\rho_l^0} \frac{dm_l}{dz} + \frac{1}{\rho_g^0} \frac{dm_g}{dz} - w \frac{dS}{dz}.$$

Преобразуя (6.4) с учетом уравнений импульсов (1.5) и притока тепла (1.6), получаем

$$\frac{dw}{dz} = \frac{\Delta_w}{\Delta}, \quad \frac{dp}{dz} = \frac{\Delta_p}{\Delta}, \quad \frac{dT}{dz} = \frac{\Delta_T}{\Delta}, \quad (6.5)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta &= S^2(m_g c_g + m_l c_l) + \left(\frac{m_g}{\rho_g^0}\right)^2 \frac{m}{T} - (m_g c_g + m_l c_l) \frac{m_g}{\rho_g^0} \frac{m}{p}, \\ \Delta_w &= S(m_g c_g + m_l c_l) f_m + \left(\frac{m_g}{\rho_g^0}\right)^2 \frac{f_w}{T} + S \frac{m_g}{\rho_g^0} \frac{f_T}{T} - (m_g c_g + m_l c_l) \frac{m_g}{\rho_g^0} \frac{f_w}{p}, \\ \Delta_p &= S(m_g c_g + m_l c_l) f_w - m \frac{m_g}{\rho_g^0} \frac{f_T}{T} - m(m_g c_g + m_l c_l) f_m, \\ \Delta_T &= S^2 f_T - m \frac{m_g}{\rho_g^0} f_m - m \frac{m_g}{\rho_g^0} \frac{f_T}{p} + S \frac{m_g}{\rho_g^0} f_w, \end{aligned}$$

$$f_w = -S\rho g - 2\pi a \tau - 2\pi a_c^+ \tau_c^+ - 2\pi a j w, \quad f_T = 2\pi a j c(T_a - T) + 2\pi a q^- + 2\pi a c q_c^+.$$

7. Результаты расчетов. Уравнения (6.5) позволяют провести численные эксперименты по эксплуатации скважины в газогидратном массиве. Алгоритм расчета временной картины рассматриваемых процессов включает два этапа. На первом этапе при заданных условиях на входе внутренней скважины и в устье внешней скважины ($z = z_{cl}$):

$$p^i = p_0^i, \quad T^i = T_0^i, \quad p = p_e, \quad (7.1)$$

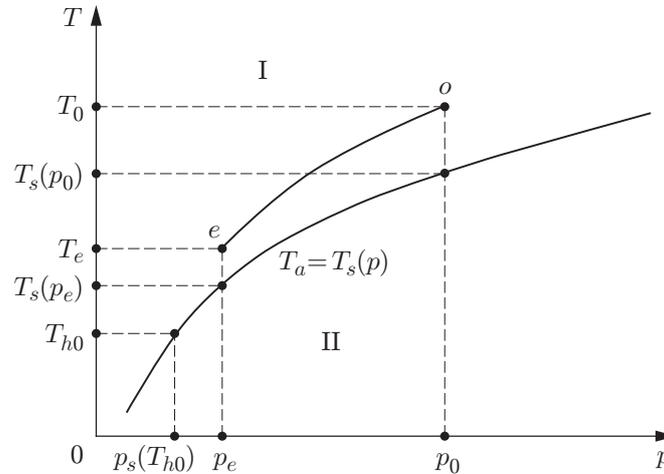


Рис. 2. Фазовая диаграмма:

I — область газ — вода; II — область газогидрата

а также при “замороженных” по времени распределениях a , a_* вдоль скважины решаем краевую задачу и определяем распределения p^i , T^i , m_g , m_l , w , p , T . На втором этапе, используя полученные распределения, совершаем шаг по времени: на основе уравнений (4.5), (4.6) находим распределения радиусов a , a_* вдоль скважины для следующего момента времени. Затем возвращаемся к первому этапу.

Решая задачу Коши для уравнений (6.1)–(6.5) при заранее неизвестных “начальных” условиях на дне забоя ($z = 0$), получаем распределение гидродинамических параметров в системе добычи газа. Неизвестные “начальные” условия определяются пристрелкой по двум параметрам, в качестве которых можно использовать значения массового расхода теплоносителя m_l^i и температуры T_0 на дне забоя. Подбор значений продолжается до тех пор, пока граничные условия (7.1) для температуры T^i и давления p не будут выполняться с заданной точностью.

На рис. 2 на плоскости (p, T) представлена фазовая диаграмма, соответствующая гидродинамической и температурной ситуации в скважине. Для того чтобы на стенке скважины происходило разложение газогидрата, фазовая траектория oe на этой плоскости, соответствующая распределению давления и температуры воды в скважине, должна находиться выше кривой фазового равновесия. Отрезок кривой фазового равновесия между значениями давления p_e , p_0 соответствует состоянию газогидрата (которое характеризуется зависимостью температуры от текущего давления) на поверхности скважины.

На рис. 3, 4 сплошными линиями представлены профили температурных и гидродинамических полей вдоль скважин, а также распределения радиуса забоя и интенсивности вымывания газогидрата для различных моментов времени в процессе эксплуатации скважины. В расчетах полагалось, что система добычи, состоящая из двух соосных цилиндрических вертикальных скважин, имеет следующие параметры: длину внутренней скважины $z = 400$ м, радиус $a_c^- = 0,05$ м, длину необсаженного участка внешней скважины $z_{op} = 100$ м, радиус скважины в начальный момент времени $t = 0$ $a = 0,1$ м, постоянный радиус обсаженного участка ($z_{op} < z < z_{cl}$) внешней скважины $a = 0,1$ м. Для параметров, определяющих режим работы системы скважин, принимались следующие значения: $p_0^i = 6,23$ МПа, $p_e = 1$ МПа, $T_0^i = 300$ К. Видно, что со временем происходит уменьшение массового расхода скважины (см. рис. 3, в), что обусловлено главным образом снижением интенсивности теплопередачи вследствие уменьшения линейной скорости восходящего

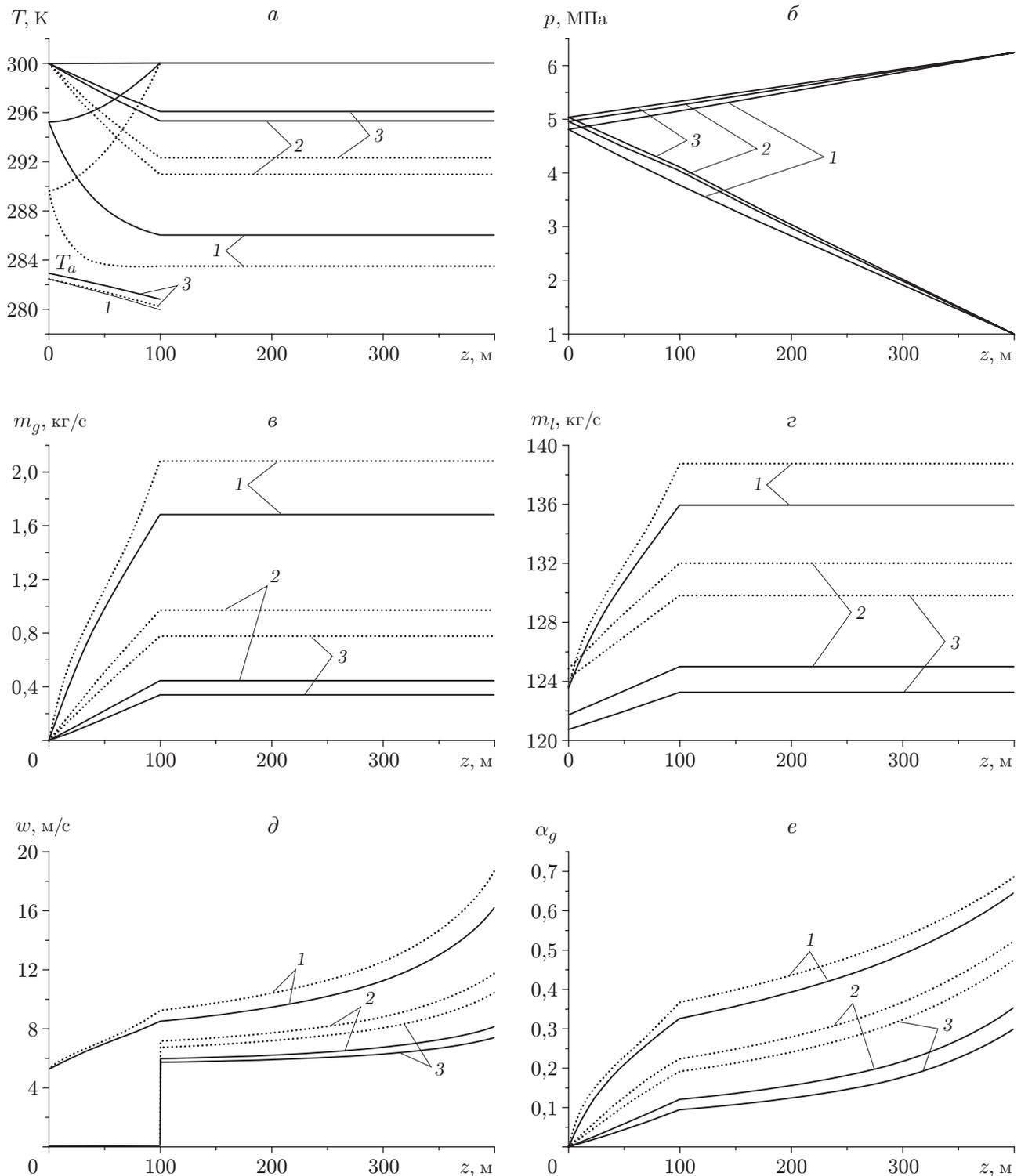


Рис. 3. Распределения вдоль скважин температурных (*a*) и гидродинамических (*б*) полей, массовых расходов газа (*в*) и воды (*г*), скорости двухфазного потока (*д*) и объемной концентрации (*е*) при различных значениях времени:

1 — $t = 0$, 2 — $t = 5$ ч, 3 — $t = 10$ ч; сплошные линии — результаты расчета по алгоритму, предложенному в данной работе, пунктирные — результаты расчетов при увеличенных в три раза текущих значениях коэффициентов теплопередачи β_c^+ , β^- во внешней скважине; кривые T_a — распределение температуры стенки забоя

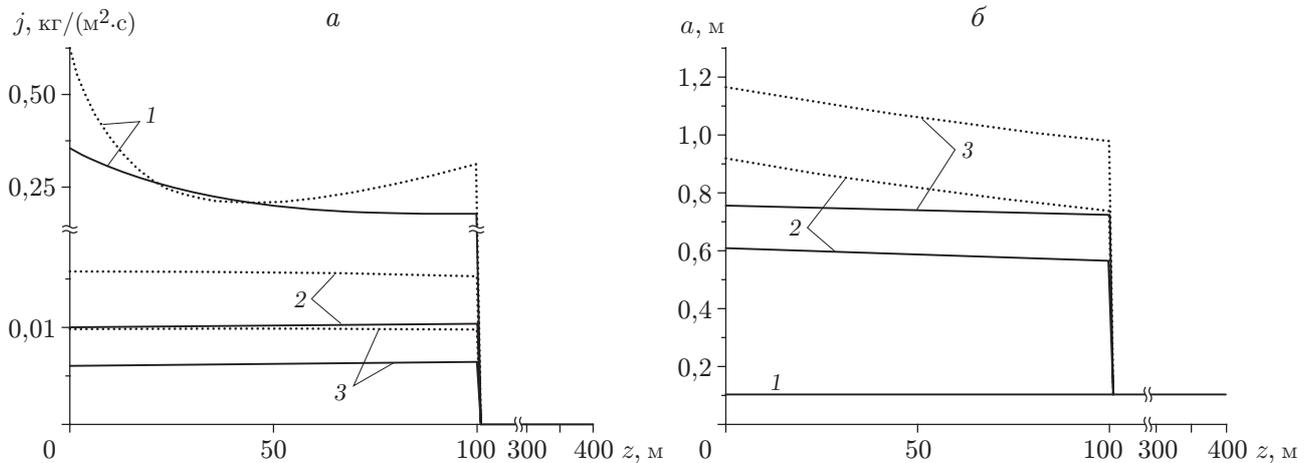


Рис. 4. Распределения интенсивности вымывания газогидрата (а) и радиуса забоя скважины (б) при различных значениях времени (обозначения те же, что на рис. 3)

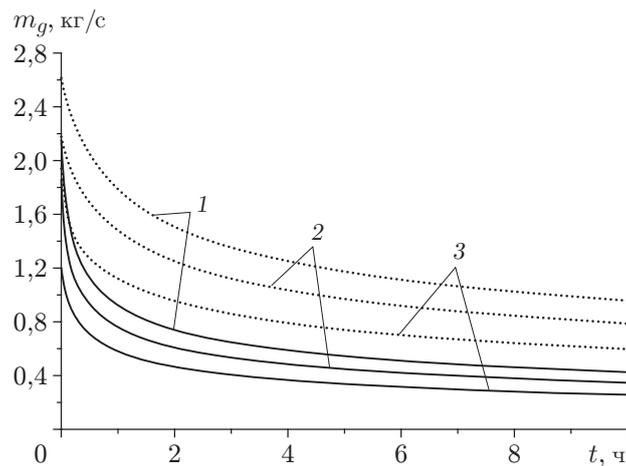


Рис. 5. Зависимость массового расхода газа от времени при различной начальной температуре теплоносителя:

1 — $T_0^i = 305 \text{ K}$, 2 — $T_0^i = 300 \text{ K}$, 3 — $T_0^i = 295 \text{ K}$; остальные обозначения те же, что на рис. 3

двухфазного потока в забойном участке скважины (см. рис. 3, δ), которое, в свою очередь, происходит в результате увеличения площади сечения скважины. Заметим, что при увеличении радиуса скважины в забое (рис. 4, б) также увеличивается площадь поверхности скважины, с которой вымывается газогидрат. Таким образом, снижение теплопередачи за счет уменьшения линейной скорости потока является более существенным, чем увеличение площади поверхности контакта между восходящим потоком и газогидратным массивом. Следовательно, для поддержания высокого уровня массового расхода газа необходимо принять меры, способствующие увеличению интенсивности теплопередачи от восходящего потока к стенке забоя. (На рис. 3–6 влияние роста интенсивности теплопередачи от восходящего потока на стенки газогидратного массива показано с помощью пунктирных кривых.) Это можно осуществить путем увеличения линейных скоростей вблизи стенок (например, закруткой потока).

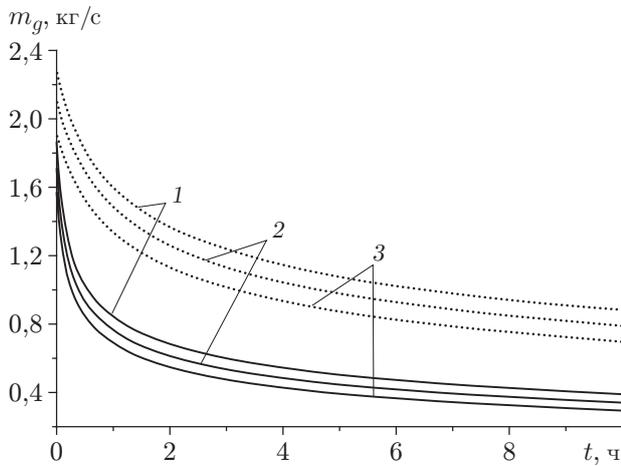


Рис. 6

Рис. 6. Зависимость массового расхода газа от времени при различных значениях устьевого давления:

1 — $p_e = 0,5$ МПа, 2 — $p_e = 1,0$ МПа, 3 — $p_e = 1,5$ МПа; остальные обозначения те же, что на рис. 3

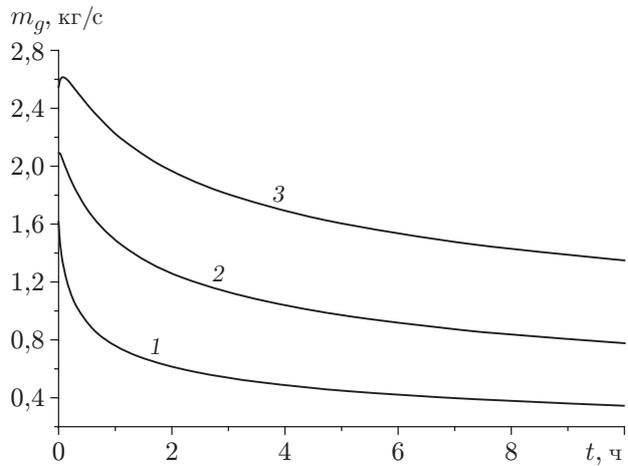


Рис. 7

Рис. 7. Зависимость массового расхода газа от времени при различной длине забойного участка:

1 — $z_{op} = 100$ м, 2 — $z_{op} = 200$ м, 3 — $z_{op} = 300$ м; остальные обозначения те же, что на рис. 3

На рис. 5 представлена зависимость массового расхода газа из скважины от времени при трех режимах работы системы добычи газа, соответствующих различным начальным значениям температуры воды. Приведенные значения температуры используются для вычисления давления на входе внутренней скважины p_0^i и на выходе внешней скважины p_e . Видно, что увеличение массового расхода газа имеет место при увеличении температуры.

На рис. 6 показано влияние устьевого давления на массовый расход газа. Режимы, представленные на рис. 6, реализуются при постоянных значениях входного давления ($p_0^i = 6,23$ МПа) и температуры теплоносителя на входе скважины ($T_0^i = 300$ К). Видно, что наиболее эффективным является режим эксплуатации скважин с меньшим значением устьевого давления.

На рис. 7 показано влияние протяженности забойного участка на массовый расход газа (для параметров, определяющих режим эксплуатации системы скважин, приняты следующие значения: $p_0^i = 6,23$ МПа, $p_e = 1$ МПа, $T_0^i = 300$ К). Таким образом, в системе скважин с большей протяженностью забойного участка тепло используется наиболее полно, следовательно, такая система является более производительной.

Заключение. Предложены технологическая схема и теоретическая модель и проанализированы возможность и целесообразность извлечения газа из газогидратного массива посредством циркуляции в нем теплой воды. Численные эксперименты показывают, что для повышения эффективности представленной технологической схемы необходимо предусмотреть меры, способствующие более полному использованию тепла воды, подаваемой на забойный участок. Этого можно достигнуть путем закрутки потока в забое с целью интенсификации теплопередачи, создания более низких забойных давлений, увеличения забойного участка скважины.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Истомин В. С.** Газовые гидраты в природных условиях / В. С. Истомин, В. С. Якушев. М.: Недра, 1992.
2. **Макогон Ю. Ф.** Гидраты природных газов. М.: Недра, 1974.
3. **Бык С. Ш.** Газовые гидраты / С. Ш. Бык, Ю. Ф. Макогон, В. И. Фомина. М.: Химия, 1980.
4. **Дядин Ю. А., Гуцин А. Л.** Газовые гидраты // Сорос. образоват. журн. 1998. № 3. С. 55–64.
5. **Дучков А. Д.** Газогидраты метана в осадках озера Байкал // Рос. хим. журн. 2003. Т. 43, № 3. С. 91–100.
6. **Tan C. P., Freij-Ayoub R., Clennell M. B., et al.** Managing wellbore instability risk in gas-hydrate-bearing sediments // SPE Asia Pacific oil and gas conf. and exhibit. Jakarta (Indonesia): S. n., 2005. Paper SPE 92960.
7. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Т. 1.
8. **Шагапов В. Ш., Мусакаев Н. Г., Уразов Р. Р.** Динамика образования гидратов при транспортировке природного газа // Теплофизика и аэромеханика. 2006. Т. 13, № 2. С. 295–303.
9. **Петухов Б. С.** Вопросы теплообмена: Избр. тр. М.: Наука, 1987.
10. **Нигматулин Р. И., Шагапов В. Ш., Сыртланов В. Р.** Автомодельная задача о разложении газогидратов в пористой среде при депрессии и нагреве // ПМТФ. 1998. Т. 39, № 3. С. 111–118.
11. **Шагапов В. Ш., Мусакаев Н. Г.** Теоретическое моделирование работы газонефтяной скважины в осложненных условиях // ПМТФ. 1997. Т. 38, № 2. С. 125–134.
12. **Дубина М. Н.** Тепловое и механическое взаимодействие инженерных сооружений с мерзлыми грунтами / М. Н. Дубина, Б. А. Красовицкий, А. С. Лозовский, Д. С. Попов. Новосибирск: Наука. Сиб. отд-ние, 1977.
13. **Goodman J.** The heat balance integral and its application to problems involving change of phase // Trans. Soc. Mech. Engng. 1958. V. 80. P. 335–442.

*Поступила в редакцию 20/XII 2007 г.,
в окончательном варианте — 29/V 2008 г.*
