



К теории нагнетания гидратообразующего газа в снежный массив, насыщенный тем же газом

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

^{*}Институт механики им. Р.Р. Мавлютова УФИЦ РАН, Уфа

^{**}Уфимский государственный нефтяной технический университет, Уфа

^{***}Институт механики и машиностроения ФИЦ КазНЦ РАН, Казань

Построена математическая модель процесса образования газогидрата при нагнетании газа в снежный массив, насыщенный тем же газом. В осесимметричной постановке получены аналитические решения для распределения полей температур, давлений и насыщенных фаз. Показано, что появление различных характерных зон в снежном массиве зависит от исходного состояния системы «газ–снег», определяемое температурой и давлением, и массового расхода нагнетаемого газа. Установлено, что увеличение интенсивности нагнетания газа (дебита газа) приводит к росту как протяженности объемной зоны образования гидрата, так и к увеличению доли гидрата на границе, разделяющей ближнюю и промежуточную области.

Ключевые слова: газогидрат, снежный массив, фильтрация, автомодельные решения

1. Введение

Газовые гидраты представляют собой твердые кристаллические соединения (клатраты), образованные молекулами воды и основными компонентами природного газа [1]. Известно, что газогидраты можно использовать как удобную форму для хранения и утилизации парниковых, радиоактивных, промышленных и других газов, тем самым предотвращая выбросы вредных веществ в атмосферу [2, 3]. Так, в 2003 году в Японии компания Mitsui Engineering Shipbuilding (MES) впервые в мире разработала демонстрационный наземный проект по транспортировке и хранению природного газа в форме гидратных гранул. В 2009 году MES совместно с Chugoku Electric Power построили первую в мире производственную установку для гидрата природного газа мощностью до 5 тонн в сутки [3].

2. Постановка задачи и основные уравнения

Полагается, что имеется однородный горизонтальный снежный массив постоянной толщины и неограниченной протяженности, насыщенный в исходном состоянии газом S_{g0} при давлении p_0 и температуре T_0 , соответствующих термодинамическим условиям существования данных фаз в свободном состоянии. При этом полагаем, что для исходного состояния системы «газ–лед» начальная температура находится ниже точки плавления льда и давление меньше равновесного давления фазовых переходов $p_s(T_0)$ системы «газ–лед–гидрат».

Полагаем, что кровля и подошва массива непроницаемы и являются слабыми проводниками тепла. Пусть в массиве пробурена скважина радиуса $r = r_w$, вскрывшая массив на всю толщину. Представляется, что через скважину закачивается холодный газ с постоянным массовым расходом Q_g , отнесенным на единицу длины скважины (текущее давление на границе скважины p_w), и постоянной температурой T_w [4].

В зависимости от интенсивности нагнетания газа, определяемой значением массового расхо-

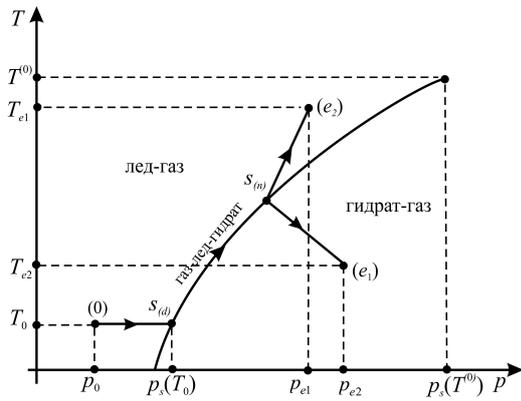


Рис. 1. Иллюстрация режимов нагнетания газа в снежный массив

да, будем полагать, что в области фильтрации газа могут возникать различные характерные зоны. Если нагнетание газа происходит при термобарических условиях, отмеченных на фазовой диаграмме ($p - T$) точкой (e_1) (рис. 1), то в этом случае ближняя область ($e_1 - S_{(n)}$), примыкающая к скважине, будет насыщена фазами газа и гидрата, а в случае, когда состояние нагнетаемого газа задается точкой (e_2), что соответствует условию отсутствия гидратообразования, то, полагаем, что образуется область ($e_2 - S_{(n)}$), насыщенная льдом и газом. Далее формируется промежуточная область ($S_{(n)} - S_{(d)}$), в которой газ и лед переходят в состав гидрата, и дальняя ($S_{(d)} - 0$), заполненная исходными фазами газа и льда [5–7].

Снег и гидрат будем считать несжимаемыми, а газ — калорически совершенным:

$$\rho_i, \rho_h = \text{const}, \quad p = \rho_g R_g T. \quad (1)$$

Система основных уравнений, описывающая процессы фильтрации и теплопереноса, сопровождающиеся переходом газа и льда в гидратное состояние, и представляющая собой законы сохранения масс газа, снега и притока тепла, закон Дарси, в осесимметричном приближении примет вид [5–11]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} (S_g \rho_g) + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} (r S_g \rho_g v_g) &= -\rho_h G \frac{\partial S_h}{\partial t}, \\ \frac{\partial}{\partial t} (S_i \rho_i) &= -\rho_h (1 - G) \frac{\partial S_h}{\partial t}, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho c T) + \rho_g c_g S_g v_g \frac{\partial T}{\partial r} &= \\ &= \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right) + \rho_h l_h \frac{\partial S_h}{\partial t}, \\ S_g v_g &= -\frac{k_g}{\mu_g} \frac{\partial p}{\partial r}, \quad S_g + S_i + S_h = 1, \end{aligned} \quad (2)$$

$$\begin{aligned} \rho c &= \rho_g S_g c_g + \rho_h S_h c_h + \rho_i S_i c_i, \\ \lambda &= \lambda_g S_g + \lambda_h S_h + \lambda_i S_i. \end{aligned}$$

где G — массовая концентрация газа в гидрате; ρ_j и S_j ($j = h, i, g$) — истинные плотности и насыщенности j -й фазы; индексы h, i и g относятся к гидрату, снегу и газу; v_g, k_g, c_g и μ_g — соответственно скорость, проницаемость, удельная теплоемкость при постоянном объеме и динамическая вязкость газовой фазы; t — время; p — давление; T — температура; l_h — удельная теплота образования гидрата, отнесенная на единицу его массы; ρc и λ — удельная теплоемкость в единице объема и коэффициент теплопроводности системы «газ–лед–гидрат».

Поскольку здесь рассматриваются достаточно большие масштабы времени, которые значительно превышают характерное время диффузионной кинетики процесса, то в работе принимается равновесная схема образования гидрата, предполагающая, что его интенсивность лимитируется отводом скрытой теплоты гидратообразования [12]. Поэтому в зоне, где одновременно находятся лед, газ и гидрат, должно выполняться условие фазового равновесия [12–14]:

$$T_s(p) = T_{(s0)} + T_* \ln \left(p / p_{(s0)} \right), \quad (3)$$

где $T_{(s0)}, T_*, p_{(s0)}$ — эмпирические параметры, зависящие как от вида газогидрата, так и от рассматриваемых диапазонов температур и давлений ($T_{(s0)}$ — равновесная температура при $p = p_{(s0)}$) [1].

На границах раздела между рассматриваемыми зонами, где терпят скачки насыщенности фаз, а также потоки массы и тепла, выполняются соотношения, следующие из условий баланса массы и тепла [4–10]:

$$\begin{aligned} \left[(S_h \rho_h (1 - G) + S_i \rho_i) \dot{r}_{(s)} \right] &= 0, \\ \left[\rho_g S_g (v_g - \dot{r}_{(s)}) - \rho_h S_h G \dot{r}_{(s)} \right] &= 0, \\ \left[\lambda \frac{\partial T}{\partial r} \right] &= \left[\rho_h l_h S_h \dot{r}_{(s)} \right]. \end{aligned} \quad (4)$$

Здесь $[\psi]$ — скачок параметра ψ на границе между зонами $r = r_{(s)}$ ($s = n, d$); $\dot{r}_{(s)}$ — скорость движения этой границы; $s = n$ — относится к границе между ближней и промежуточной областями; $s = d$ — к границе между промежуточной и дальней областями.

С учетом закона Дарси (четвертое уравнение(2)) и уравнения состояния для газа (1) условия на границе скважины ($r = r_w$)

запишем в виде [4, 10]:

$$\begin{aligned} -\frac{k_g \pi}{\mu_g R_g T_g} \left(r \frac{\partial p^2}{\partial r} \right) &= Q_g = \text{const}, \\ T_w = T_e = \text{const}, \quad (r_w \rightarrow 0, t > 0). \end{aligned} \quad (5)$$

Задача имеет автомодельное решение. Введем следующую автомодельную переменную [15, 16]:

$$\xi = r / \left(2\sqrt{\chi_0^{(p)} t} \right),$$

где $\chi_0^{(p)} = k_g p_0 / (S_{g0} \mu_g)$ – коэффициент пьезопроводности.

Пренебрегая переменностью температуры в ближней зоне и применяя линеаризацию Лейбензона [5, 9], систему (2) можно привести к виду:

$$\begin{aligned} -\left(\xi + \frac{S_{g0}}{2S_{ge}} \frac{1}{\xi} \right) \frac{dp_{(1)}^2}{d\xi} &= \frac{S_{g0}}{2S_{ge}} \frac{d^2 p_{(1)}^2}{d\xi^2}, \\ -\xi \frac{dT_{(1)}}{d\xi} &= \frac{\text{Pe}_{(1)} \phi_{(1)}}{p_0^2} \frac{dp_{(1)}^2}{d\xi} \frac{dT_{(1)}}{d\xi} + \\ &+ 2\phi_{(1)} \left(\frac{1}{\xi} \frac{dT_{(1)}}{d\xi} + \frac{d^2 T_{(1)}}{d\xi^2} \right), \\ -\left(\xi + \frac{1}{2\xi} \right) \frac{dp_{(3)}^2}{d\xi} &= \frac{1}{2} \frac{d^2 p_{(3)}^2}{d\xi^2}, \end{aligned} \quad (6)$$

где $\phi_{(1)} = \chi^{(T)} / 4\chi_0^{(p)}$; $\text{Pe}_{(1)} = \rho_{g0} c_g k_g p_0 / (\lambda_{(1)} \mu_g)$ – число Пекле; $\chi^{(T)} = \lambda_{(1)} / (\rho c)$ – коэффициент температуропроводности. Здесь и в дальнейшем, нижние индексы 1, 2 и 3 относятся к ближней, промежуточной и дальней зонам соответственно.

Для распределений давления и температуры в ближней зоне ($0 < \xi < \xi_{(n)}$), проинтегрировав первое и второе уравнения (6), с учетом (5) получим следующие решения:

$$\begin{aligned} p_{(1)}^2 &= p_{(n)}^2 + \frac{Q_g \mu_g R_g T_g}{k_g \pi} \int_{\xi}^{\xi_{(n)}} \frac{1}{\xi} \exp\left(-\frac{\xi^2}{\eta_{(1)}}\right) d\xi, \\ T_{(1)} &= T_{(n)} + \\ &+ \frac{(T_g - T_{(n)}) \int_{\xi}^{\xi_{(n)}} \frac{1}{\xi} \exp\left(-\frac{\xi^2}{4\phi_{(1)}} - \frac{\text{Pe}_{(1)}}{2p_0^2} p_{(1)}^2\right) d\xi}{\int_0^{\xi_{(n)}} \frac{1}{\xi} \exp\left(-\frac{\xi^2}{4\phi_{(1)}} - \frac{\text{Pe}_{(1)}}{2p_0^2} p_{(1)}^2\right) d\xi}, \end{aligned} \quad (7)$$

где $\eta_{(1)} = S_{g0} / S_{g(e)}$.

Для дальней зоны ($\xi_{(d)} < \xi < \infty$) с учетом на-

чальных условий (1) можно записать:

$$p_{(3)}^2 = p_0^2 + \frac{(p_{(d)}^2 - p_0^2) \int_{\xi}^{\infty} \frac{1}{\xi} \exp(-\xi^2) d\xi}{\int_{\xi_{(d)}}^{\infty} \frac{1}{\xi} \exp(-\xi^2) d\xi}.$$

Для промежуточной зоны уравнения в автомодельной переменной запишутся в следующем виде:

$$\frac{d^2 p_{(2)}}{d\xi^2} = \frac{B \frac{dp_{(2)}}{d\xi} + C \left(\frac{dp_{(2)}}{d\xi} \right)^2}{A}, \quad (8)$$

$$\begin{aligned} \frac{dS_{h(2)}}{d\xi} &= -\frac{1}{\tilde{\rho} \xi R_g T_s(p_{(2)})} \left[\frac{k_g}{2\mu_g \chi_0^{(p)}} \times \right. \\ &\times \left(p_{(2)} \frac{d^2 p_{(2)}}{d\xi^2} + \left(1 - \frac{T_*}{T_s(p_{(2)})} \right) \times \right. \\ &\times \left. \left(\frac{dp_{(2)}}{d\xi} \right)^2 + \frac{p_{(2)}}{\xi} \frac{dp_{(2)}}{d\xi} \right) + \\ &\left. + S_g \xi \left(1 - \frac{T_*}{T_s(p_{(2)})} \right) \left(\frac{dp_{(2)}}{d\xi} \right) \right], \end{aligned} \quad (9)$$

$$\begin{aligned} A &= \frac{1}{\chi_0^{(p)}} \left(\lambda + \frac{\rho_h l_h p_{(2)}^2 k_g}{\tilde{\rho} R_g T_s(p_{(2)}) T_* \mu_g} \right), \\ B &= -2\rho c \xi - \frac{\lambda}{\xi \chi_0^{(p)}} - \frac{\rho_h l_h p_{(2)}}{\tilde{\rho} R_g T_s(p_{(2)}) T_*} \times \\ &\times \left(\frac{k_g p_{(2)}}{\mu_g \xi \chi_0^{(p)}} + \frac{2S_g (T_s(p_{(2)}) - T_*) \xi}{T_s(p_{(2)})} \right), \\ C &= \frac{1}{\chi_0^{(p)}} \left(\frac{\lambda}{p_{(2)}} - \frac{p_{(2)} k_g c_g}{R_g \mu_g T_s(p_{(2)})} - \right. \\ &\left. \frac{\rho_h l_h p_{(2)} k_g (T_s(p_{(2)}) - T_*)}{\tilde{\rho} R_g T_s^2(p_{(2)}) T_* \mu_g} \right). \end{aligned}$$

Условия (4) для ближней границы ($\xi = \xi_{(n)}$) в автомодельных координатах примут вид:

$$\begin{aligned} -\left(\frac{dp}{d\xi} \right)_{(n)}^- + \left(\frac{dp}{d\xi} \right)_{(n)}^+ &= \frac{2\chi_0^{(p)} \mu_g}{k_g} \left((S_{g(n)}^- - \right. \\ &\left. - S_{g(n)}^+) + \frac{\rho_h G}{\rho_{g(n)}} (S_{h(n)}^- - S_{h(n)}^+) \right) \xi_{(n)}, \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \lambda_{(1)} \left(\frac{dT}{d\xi} \right)_{(n)}^- - \lambda_{(2)} \left(\frac{dT}{d\xi} \right)_{(n)}^+ &= \\ = 2\rho_h l_h \chi_0^{(p)} (S_{h(n)}^- - S_{h(n)}^+) \xi_{(n)}. \end{aligned} \quad (11)$$

Используя аналитические решения (7), условия (10) и (11) можно привести к виду:

$$\begin{aligned} & \frac{Q_g \mu_g R_g T_g}{2p_{(n)} k_g \pi \xi_{(n)}} \exp\left(-\frac{\xi_{(n)}^2}{\eta_{(1)}}\right) + q_{(n)} = \\ & = \frac{2\chi_0^{(p)} \mu_g \xi_{(n)}}{k_g} \left(\left(S_{g(n)}^- - S_{g(n)}^+ \right) + \right. \\ & \quad \left. + \frac{\rho_h G}{\rho_g(n)} \left(S_{h(n)}^- - S_{h(n)}^+ \right) \right), \quad (12) \\ & \frac{\lambda_{(1)} (T_{(n)} - T_g) \frac{1}{\xi_{(n)}} \exp\left(-\frac{\xi_{(n)}^2}{4\Phi_{(1)}} - \frac{Pe_{(1)} p_{(n)}^2}{2p_0^2}\right)}{\int_0^{\xi_{(n)}} \frac{1}{\xi} \exp\left(-\frac{\xi^2}{4\Phi_{(1)}} - \frac{Pe_{(1)} p_{(1)}^2}{2p_0^2}\right) d\xi} \\ & - \lambda_{(2)} \frac{T_* q_{(n)}}{p_{(n)}} = 2\rho_h l_h \chi_0^{(p)} \left(S_{h(n)}^- - S_{h(n)}^+ \right) \xi_{(n)}, \quad (13) \\ & q_{(n)} = \left(\frac{dp_{(2)}}{d\xi} \right)_{\xi_{(n)}}. \end{aligned}$$

Условия (12) и (13) с учетом выражения (3) на ближней границе $\xi = \xi_{(n)}$ связывают неизвестный параметр $q_{(n)}$, значение координаты границы $\xi_{(n)}$ и значение давления на ней $p_{(n)}$.

Для промежуточной области ($\xi_{(n)} \leq \xi \leq \xi_{(d)}$) уравнения, представляющие собой систему из трех обыкновенных дифференциальных уравнений (8) и (9), можно записать в виде:

$$\begin{aligned} & \frac{dp_{(2)}}{d\xi} = q, \quad \frac{dq}{d\xi} = \frac{Bq + Cq^2}{A}, \\ & \frac{dS_{h(2)}}{d\xi} = -\frac{1}{\tilde{\rho} \xi R_g T_s(p_{(2)})} \left[\frac{k_g}{2\mu_g \chi_0^{(p)}} \left(p_{(2)} \frac{dq}{d\xi} + \right. \right. \\ & \quad \left. \left. + \left(1 - \frac{T_*}{T_s(p_{(2)})} \right) q^2 + \frac{p_{(2)}}{\xi} q \right) + \right. \\ & \quad \left. + S_g \xi \left(1 - \frac{T_*}{T_s(p_{(2)})} \right) q \right]. \quad (14) \end{aligned}$$

Счет по системе обыкновенных дифференциальных уравнений (14) начинается от правой границы $\xi = \xi_{(d)}$, значение которой выбирается произвольным образом, в сторону левой границы $\xi = \xi_{(n)}$ с отрицательным шагом [5–7]. За начальные данные Коши на дальней границе $\xi = \xi_{(d)}$ можно взять следующие величины:

$$p_{(d)} = p_s(T_0), \quad q_{(d)} = \left(\frac{dp}{d\xi} \right)_{(d)}^+, \quad S_h = 0.$$

Численное решение задачи было реализовано методом стрельбы. Каждый вариант счета и «пристрелка» по параметру $\xi_{(d)}$ продолжались соответственно до выполнения условий (12) и (13) [5–7].

3. Результаты расчетов

Для параметров, определяющих свойства фаз снега, газа и гидрата, были приняты следующие значения:

$$\begin{aligned} & \rho_i = 900 \text{ кг/м}^3; \rho_h = 910 \text{ кг/м}^3; \\ & c_g = 1650 \text{ Дж/(кг·К)}; c_i = 2090 \text{ Дж/(кг·К)}; \\ & c_h = 2200 \text{ Дж/(кг·К)}; \lambda_g = 0.03 \text{ Вт/(м·К)}; \\ & \lambda_i = 2 \text{ Вт/(м·К)}; \lambda_h = 0.5 \text{ Вт/(м·К)}; \\ & l_h = 1.45 \cdot 10^5 \text{ Дж/кг}; G = 0.12; \\ & \mu_g = 9.5 \cdot 10^{-6} \text{ Па·с}; k_g = 10^{-15} \text{ м}^2; \\ & R_g = 520 \text{ Дж/(кг·К)}; T_{(s0)} = 263 \text{ К}; \\ & p_{(s0)} = 1.86 \text{ МПа}; T_* = 30 \text{ К}. \end{aligned}$$

В качестве исходных значений давления, температуры и снегонасыщенности массива принимались следующие параметры: $p_0 = 0.1$ МПа, $T_0 = 225$ К, $S_{i0} = 0.3$.

На рис. 2 представлены результаты расчетов для двух режимов нагнетания газа в снежный массив, насыщенный тем же газом (метаном). Видно, что в случае нагнетания газа при термобарических условиях, соответствующих образованию гидрата, образуется зона, насыщенная газом и гидратом (рис. 2(а)), а в случае, когда состояние нагнетаемого газа соответствует условию отсутствия гидратообразования, то появляется область, насыщенная льдом и газом (рис. 2(б)). Далее образуется промежуточная область, в которой газ и лед переходят в состав гидрата, и дальняя, заполненная исходными фазами газа и льда. Из рис. 2 также видно, что увеличение массового расхода нагнетаемого газа для обоих режимов приводит к росту как протяженности объемной зоны образования гидрата, так и к увеличению гидратонасыщенности на ближней границе.

4. Заключение

Построены автомодельные решения для осесимметричной задачи, описывающие распределения основных параметров в массиве. Показано, что в снежном массиве, насыщенном газом, в зависимости от термобарических условий нагнетания этого же газа возможно образование трех характерных зон в области фильтрации. Установлено, что с увеличением массового расхода газа протяженность объемной зоны образования гидрата и доля гидрата на границе между ближней и промежуточной зонами увеличиваются.

Список литературы

- [1] Истомин В.А., Якушев В.С. Газовые гидраты в природных условиях. М.: Недра, 1992, 236 с.
- [2] Бондарев Э.А., Рожин И.И., Попов В.В., Аргунова К.К. Оценка возможности подземного хранения гидратов природного газа в зоне многолетней мерзлоты // Криосфера Земли. 2015. Т. XIX, № 4. С. 64–74. (<http://www.izdatgeo.ru/pdf/krio/2015-4/64.pdf>)

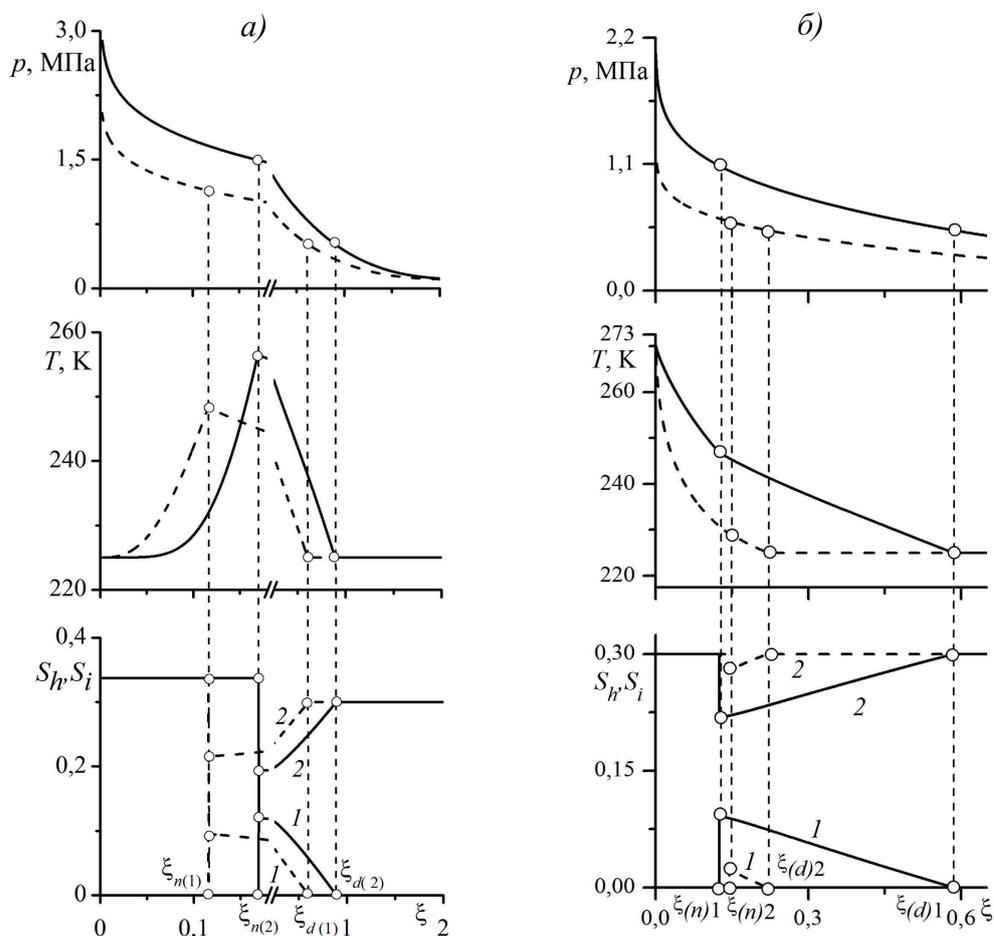


Рис. 2. Распределения давления, температуры и насыщенностей гидрата (1), снега (2) в массиве для двух режимов нагнетания газа при различных значениях массового расхода газа Q_g : а) $2 \cdot 10^{-3}$ кг/(м·с) (штриховая линия), $4 \cdot 10^{-3}$ кг/(м·с) (сплошная линия); б) $5 \cdot 10^{-4}$ кг/(м·с) (штриховая линия), $15 \cdot 10^{-4}$ кг/(м·с) (сплошная линия)

- [3] Nakai S. Development of Natural Gas Hydrate (NGH) Supply Chain // Proceedings, 25th World Gas Conference, Kuala Lumpur, Malaysia, 4-8 June. 2012. Pp. 3040–3050.
- [4] Shagapov V.Sh., Khasanov M.K., Musakaev N.G. Formation of a gas hydrate due to injection of a cold gas into a porous reservoir partly saturated by water // Journal of Applied Mechanics and Technical Physics. 2008. V. 49, №. 3. Pp. 462–472. (DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer. 2015.01.105)
- [5] Шагапов В.Ш., Чиглинцева А.С. О нагнетании гидратообразующего газа в снежный массив, насыщенный тем же газом, при переходе через точку плавления льда // Теплофизика и аэромеханика. 2018. Т. 25, №. 1. С. 89–104. (DOI: 10.1134/S0869864318010080)
- [6] Чиглинцева А.С. Автомодельное решение задачи образования гидрата в снежном массиве // Вычислительная механика сплошных сред. 2017. Т. 10, №. 2. С. 212–224. (DOI: 10.7242/1999-6691/2017.10.2.18)
- [7] Чиглинцева А.С. Автомодельная задача о нагнетании гидратообразующего холодного газа в снежный массив, насыщенный тем же газом // Неравновесные процессы в сплошных средах: материалы междунар. симп.: в 2 т. / Перм. гос. нац. исслед. ун-т. Пермь. 2017. Т. 2. С. 236–238.
- [8] Чиглинцева А.С., Шагапов В.Ш. О нагнетании гидратообразующего газа в пласт снега, насыщенный тем же газом // Труды Института механики им. Р.Р. Мавлютова УНЦ РАН. 2017. Т. 12, №. 2. С. 219–226. (DOI: 10.21662/uim2017.2.033)
- [9] Хасанов М.К. Исследование режимов образования газогидратов в пористой среде, частично насыщенной льдом // Теплофизика и аэромеханика. 2015. Т. 22, №. 2. С. 255–266. (DOI: 10.1134/S0869864315020109)
- [10] Шагапов В.Ш., Мусакаев Н.Г. Динамика образования и разложения гидратов в системах добычи, транспортировки и хранения газа. М.: Наука, 2016. 238 с.
- [11] Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред: в 2 ч. М.: Наука, 1987.
- [12] Шагапов В.Ш., Чиглинцева А.С., Русинов А.А. Теоретическое моделирование процесса извлечения газа из пористого газогидратного резервуара частично насыщенного газом с учетом теплового взаимодействия с окружающими породами // Теоретические основы химической технологии. 2016. Т. 50, №. 4. С. 452–462. (DOI: 10.7868/S004035711604014X)

- [13] Шагапов В.Ш., Чиглинцева А.С., Русинов А.А. Математическое моделирование процесса образования гидрата в пласте насыщенного снегом при нагнетании холодного газа // Вычислительная механика сплошных сред. 2016. Т. 9, №. 2. С. 173–181.
(DOI: [10.7242/1999-6691/2016.9.2.15](https://doi.org/10.7242/1999-6691/2016.9.2.15))
- [14] Шагапов В.Ш., Чиглинцева А.С., Белова С.В. К теории процесса образования газогидрата в замкнутом теплоизолированном объеме, опрессованном метаном // Инженерно-физический журнал. 2017. Т. 90, №. 5. С. 1208–1222.
(DOI: [10.1007/s10891-017-1669-8](https://doi.org/10.1007/s10891-017-1669-8))
- [15] Шагапов В.Ш., Галимзянов М.Н., Запихаева М.Н. Моделирование процесса образования льда при инъекции воды в пористую среду, насыщенную льдом и газом // Вестник Башкирского университета. 2013. Т. 18, №. 1. С. 22–26.
(https://elibrary.ru/download/elibrary_18956893_55543496.pdf)
- [16] Шагапов В.Ш., Галимзянов М.Н., Запихаева М.Н. Моделирование процесса образования льда при нагнетании воды в сухую пористую среду // Известия Уфимского научного центра РАН. 2016. №. 4. С. 14–18.
(https://elibrary.ru/download/elibrary_27521020_53771951.pdf)



The theory of injection of a hydrate-forming gas into a snow massif saturated with the same gas

Chiglintseva A.S.^{*,**}, Shagapov V.Sh.^{*,***}

^{*}Mavlutov Institute of Mechanics, UFRS RAS, Ufa

^{**}Ufa State Petroleum Technological University, Ufa

^{***}Institute of Mechanics and Engineering, Kazan Scientific Center of the RAS, Kazan

The mathematical model of the process of gas hydrate formation during gas injection into a snow massif, saturated with the same gas, is constructed. In axisymmetric formulation, analytical solutions are obtained for the distribution of temperature fields, pressures and phase saturations. It is shown that the appearance of various characteristic zones in a snow massif depends on the initial state of the gas – snow system, determined by temperature and pressure, and the mass flow rate of the injected gas. It has been established that an increase in the intensity of gas injection (gas flow rate) leads to an increase in both the length of the bulk zone of hydrate formation and the increase in the fraction of hydrate at the boundary separating the near and intermediate zones.

Keywords: gas hydrate, snow massif, filtration, self-similar solutions