

УДК 532.546:536.421

© 2006 г. В. И. ВАСИЛЬЕВ, В. В. ПОПОВ, Г. Г. ЦЫПКИН

ЧИСЛЕННОЕ ИССЛЕДОВАНИЕ РАЗЛОЖЕНИЯ ГАЗОВЫХ ГИДРАТОВ, СОСУЩЕСТВУЮЩИХ С ГАЗОМ В ПРИРОДНЫХ ПЛАСТАХ

Задача о разложении гидрата метана в пласте, насыщенном смесью газа и гидрата, исследуется численно. Проводится сравнение результатов численного моделирования и аналитического решения, полученного в линейном приближении. Показано, что для высокопроницаемых пород конвективный перенос тепла в прискважинном пространстве пласта преобладает над кондуктивным, что делает неэффективным использование внутрискважинных нагревателей. Найдено, что увеличение пластового давления, давления в скважине и уменьшение проницаемости подавляют формирование протяженной области диссоциации гидрата. Построены критические диаграммы существования фронтального режима разложения.

Ключевые слова: фильтрация, газовые месторождения, гидраты, диссоциация, численное моделирование.

В последние годы все большее внимание уделяется математическому моделированию диссоциации газовых гидратов в месторождениях углеводородов. Этот факт обусловлен интересом к газовым гидратам как к потенциальным источникам природного газа, а также влиянием разложения и образования гидратов на поведение месторождений углеводородов в процессе эксплуатации. Несмотря на сравнительно большое количество работ по исследованию разложения гидратов в пластах [1–9], до сих пор не существует полной хотя бы качественной картины физических процессов, сопровождающих диссоциацию гидрата. В первую очередь это объясняется значительными трудностями, которые возникают при математическом моделировании. На данном этапе исследования представляется естественным рассмотреть отдельные аспекты задачи в надежде в будущем сложить из них полную картину процесса.

Разложение газового гидрата сопровождается интенсивным поглощением тепла, и этот процесс определяет распределение температуры в пласте. В то время как давление является монотонной функцией координаты, функция температуры может быть немонотонной и иметь минимум на фронте, где происходит поглощение тепла. Взаимное расположение распределений температуры среды и температуры диссоциации, которая задается распределением давления, определяет режим разложения гидрата, при этом он может качественно меняться при переходе из одной области параметров в другую. Так, падение давления в добывающей скважине может вызвать падение температуры на фронте ниже точки замерзания воды, что приводит к образованию льда при разложении гидрата, изначально существующего в пласте при положительной температуре. При увеличении проницаемости или уменьшении давления в пласте происходит переход от фронтального режима разложения к режиму разложения с образованием протяженной области диссоциации гидрата. В связи с этим сравнительный анализ профилей температуры и температуры диссоциации гидрата может дать важную информацию о поведении пластовой системы. Выделение фронтального режима значимо в силу того, что в этом случае существенно упрощается процедура численного моделирования. Полученные к настоящему времени аналитические результаты базируются на применении метода линеаризации основных уравнений [1–6, 9]. Этот метод применим для низкопроницаемых пластов при небольших перепадах давления и позволяет понять качественные особенности процесса разложения гидрата в пласте.

Применение численных методов к задачам разложения гидрата в пластах в широком диапазоне параметров осложнено наличием неизвестных подвижных границ фазовых переходов и формированием протяженной области диссоциации гидрата [7, 8]. В общем случае применение метода линеаризации не делает решение чисто аналитическим, а сводит решение задач к исследованию системы трансцендентных уравнений на подвижной границе. Это значительно упрощает исследование, так как система трансцендентных уравнений обычно решается с помощью стандартных программ с минимальными затратами времени. Это позволяет провести большое число численных экспериментов по исследованию режимов разложения гидрата в широком диапазоне параметров и составить качественную картину явления, справедливую в границах применимости процедуры линеаризации.

В настоящей работе проведено численное исследование разложения газового гидрата, сосуществующего с газом в недеформируемом пласте. Предложена эффективная численная схема для расчетов разложения гидрата в режиме образования резкого фронта диссоциации. Дается сравнение аналитического решения и численных расчетов, которое показывает очень хорошее совпадение результатов при небольших градиентах давления. Численные исследования нелинейной задачи показали, что для высокопроницаемых пластов применение внутрискважинных нагревателей неэффективно, так как конвективный перенос энергии преобладает над кондуктивным и охлаждение пород вблизи скважины вызывается интенсивным потоком газа из пласта. Изучен вопрос о существовании фронтального режима разложения гидрата. Показано, что большие начальное пластовое давление и давление в скважине препятствуют развитию протяженной области диссоциации и разложение происходит в узкой области. Построены критические диаграммы существования фронтального режима разложения.

1. Формулировка задачи. Пусть гидратсодержащий пласт в начальный момент времени представляет собой пористую среду, насыщенную газом и гидратом с давлением P_0 , температурой T_0 и гидратонасыщенностью v_0 . Рассмотрим задачу об отборе газа из трещины, разделяющей проницаемые и непроницаемые породы. Если работа добывающей скважины понижает давление в пласте ниже давления диссоциации, то формируется фронт разложения гидрата, разделяющий области, насыщенные смесью газа и гидрата (область 1) и смесью газа и воды (область 2). Для описания процесса фильтрации газа воспользуемся уравнениями сохранения масс газа и воды, законом сохранения энергии, законом Дарси и уравнением состояния Клапейрона. Система основных уравнений имеет вид [10, 11]

в области газ–гидрат

$$m \frac{\partial}{\partial t} (1 - v) \rho_g + \operatorname{div} v_g \rho_g = 0, \quad v_g = -\frac{k}{\mu_g} f_g(v) \operatorname{grad} P, \quad P = \rho_g R T$$

$$(\rho C)_1 \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_g C_v v_g \operatorname{grad} T = \operatorname{div} (\lambda_1 \operatorname{grad} T) \quad (1.1)$$

$$\lambda_1 = m(1 - v) \lambda_g + m v \lambda_h + (1 - m) \lambda_s$$

$$(\rho C)_1 = m(1 - v) \rho_g C_p + m v \rho_h C_h + (1 - m) \rho_s C_s$$

в области газ–вода

$$m \frac{\partial}{\partial t} (1 - S_w) \rho_g + \operatorname{div} v_g \rho_g = 0, \quad m \frac{\partial}{\partial t} S_w + \operatorname{div} v_w = 0$$

$$v_j = -\frac{k}{\mu_j} f_j(S_w) \operatorname{grad} P, \quad j = g, w, \quad P = \rho_g R T$$

$$(\rho C)_2 \frac{\partial T}{\partial t} + \rho_w C_w v_w \operatorname{grad} T = \operatorname{div} (\lambda_2 \operatorname{grad} T) \quad (1.2)$$

$$\lambda_2 = m(1 - \nu)\lambda_w + m\nu\lambda_h + (1 - m)\lambda_s$$

$$(\rho C)_2 = m(1 - \nu)\rho_w C_w + m\nu\rho_h C_h + (1 - m)\rho_s C_s$$

Здесь ν – скорость фильтрации, m – пористость, k – проницаемость, μ – вязкость, P – давление, ν – гидратонасыщенность (объемная доля порового пространства, занимаемая гидратом), S – водонасыщенность, ρ – плотность, f_{gh} – фазовая проницаемость газа в области газ–гидрат, f_w, f_g – фазовые проницаемости воды и газа в области газ–вода, T – температура, R – газовая постоянная, C – удельная теплоемкость, λ – теплопроводность. Индексы: w, h, g и s – вода, гидрат, газ и скелет пористой среды соответственно.

Предполагается, что подток тепла к гидратсодержащему проницаемому пласту от окружающих непроницаемых пород отсутствует, что является хорошим приближением в случае пласта значительной толщины. Тогда падение температуры на фронте диссоциации вызывает подток тепла из области перед фронтом и от скважины, если применяется внутрискважинный нагреватель. Условия на фронте следуют из законов сохранения масс газа и H_2O , а также закона сохранения энергии при термодинамически равновесном фазовом переходе

$$-m \left[v_+ \frac{\rho_{0g}}{\rho_g} + S_{w-} - v_+ \right] V_n = \frac{k}{\mu_g} f_g(v_+) (\text{grad} P)_{n+} - \frac{k}{\mu_g} f_g(S_{w-}) (\text{grad} P)_{n-}$$

$$m \left[v_+ \frac{\rho_{0w}}{\rho_w} - S_{w-} \right] V_n = \frac{k}{\mu_w} f_w(S_{w-}) (\text{grad} P)_{n-}$$

$$mq_{hw} v_+ \rho_h V_n = \lambda_+ (\text{grad} T)_{n+} - \lambda_- (\text{grad} T)_{n-} \tag{1.3}$$

$$T_+ = T_- = T^*, \quad P_+ = P_- = P^*, \quad \ln \frac{P^*}{P_a} = A_w + \frac{B_w}{T^*}$$

$$A_w = 49.32, \quad B_w = -9459, \quad P_a = 10^5$$

Здесь V – скорость межфазной поверхности, q_{hw} – удельная теплота диссоциации гидрата в режиме образования воды, ρ_{0w} – эффективная плотность H_2O в объеме, занимаемом гидратом, ρ_{0g} – эффективная плотность газа в объеме, занимаемом гидратом. Индексы: n – нормаль, плюс и минус – величины, относящиеся к областям перед и за фронтом соответственно, * – значения величин на фронте. Из предположения, что разложение гидрата происходит только на фронте диссоциации, следует $v_+ = v_0$.

2. Аналитическое решение. Рассмотрим одномерную задачу диссоциации газового гидрата при извлечении газа из пласта. Тогда, исключая скорости фильтрации и плотность газа из системы основных уравнений (1.1)–(1.2), в одномерном приближении получаем в области газ–гидрат

$$m \frac{\partial}{\partial t} (1 - \nu) \frac{P}{T} - \frac{k}{\mu_g} \frac{\partial}{\partial x} \left[f_g(\nu) \frac{P}{T} \frac{\partial P}{\partial x} \right] = 0 \tag{2.1}$$

$$C \frac{\partial T}{\partial t} - C_v \frac{P}{RT} \frac{k}{\mu_g} f_g(\nu) \frac{\partial P}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} = \text{div}(\lambda \text{grad} T) \tag{2.2}$$

в области газ–вода

$$m \frac{\partial}{\partial t} (1 - S) \frac{P}{T} - \frac{k}{\mu_g} \frac{\partial}{\partial x} \left[f_g(S) \frac{P}{T} \frac{\partial P}{\partial x} \right] = 0, \tag{2.3}$$

$$m \frac{\partial S}{\partial t} - \frac{k}{\mu_w} \frac{\partial}{\partial x} \left[f_w(S) \frac{\partial P}{\partial x} \right] = 0 \quad (2.4)$$

$$C \frac{\partial T}{\partial t} - \left[\frac{C_v P}{R} \frac{k}{T \mu_g} f_g(S) + \rho_w C_w \frac{k}{\mu_w} f_g(S) \frac{\partial P}{\partial x} \frac{\partial T}{\partial x} \right] = \text{div}(\lambda \text{grad} T) \quad (2.5)$$

Теплоемкость и теплопроводность в обеих зонах определяется с большой степенью точности соответствующими характеристиками матрицы пористой среды, поэтому в уравнениях (2.1)–(2.5) положено

$$(\rho C)_1 = (\rho C)_2 = C, \quad \lambda_1 = \lambda_2 = \lambda$$

Предполагая, что отклонения давления и водонасыщенности невелики по сравнению с абсолютными значениями, получаем в линейном приближении для возмущений давления, температуры и водонасыщенности

$$\frac{\partial S_w}{\partial t} = \kappa_w \frac{\partial^2 P}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial P}{\partial t} = \kappa_j \frac{\partial^2 P}{\partial x^2}, \quad \frac{\partial T}{\partial t} = a \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad j = 1, 2$$

$$\kappa_w = \frac{k f_w(S_w^0)}{m \mu_w}, \quad \kappa_1 = \frac{k P_0}{m \mu_g}, \quad \kappa_2 = \frac{k P^0}{m(1 - S_w^0)} \left[\frac{S_w^0}{\mu_w} + \frac{1 - S_w^0}{\mu_g} \right] \quad (2.6)$$

$$a = \frac{\lambda}{C}, \quad S_w^0 = \frac{V_0 P_{0w}}{\rho_w}$$

Здесь S_w^0 – невозмущенное значение водонасыщенности в области 2. Рассмотрим одномерную задачу извлечения газа из пласта, занимающего полупространство $x > 0$. Положим, что начальные функции давления, температуры и гидратонасыщенности, а также давление P^0 в добывающей скважине являются постоянными величинами. Тогда задача имеет автомодельное решение

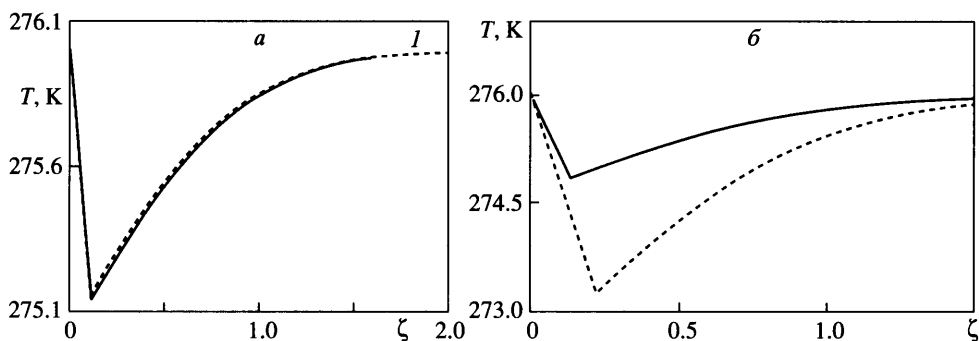
$$0 < x < X(t): P(\xi) = P^0 + (P_* - P^0) \frac{\text{erf}(\xi/2\sqrt{\kappa_2})}{\text{erf}(\beta/2\sqrt{\kappa_2})}$$

$$0 < x < X(t): T(\xi) = T^0 + (T_* - T^0) \frac{\text{erf}(\xi/2\sqrt{a})}{\text{erf}(\beta/2\sqrt{a})} \quad (2.7)$$

$$X(t) < x < \infty: P(\xi) = P_0 + (P_* - P_0) \frac{\text{erfc}(\xi/2\sqrt{\kappa_1})}{\text{erfc}(\beta/2\sqrt{\kappa_1})}$$

$$T(\xi) = T_0 + (T_* - T_0) \frac{\text{erfc}(\xi/2\sqrt{a})}{\text{erfc}(\beta/2\sqrt{a})}$$

Подстановка решений (2.7) в систему граничных условий (1.3) сводит задачу к нахождению положения подвижной границы диссоциации $x = X(t) = \beta \sqrt{t}$, давления P_* , температуры T_* и водонасыщенности S_{w*} на этой границе из системы трансцендентных уравнений, которая решалась численно.

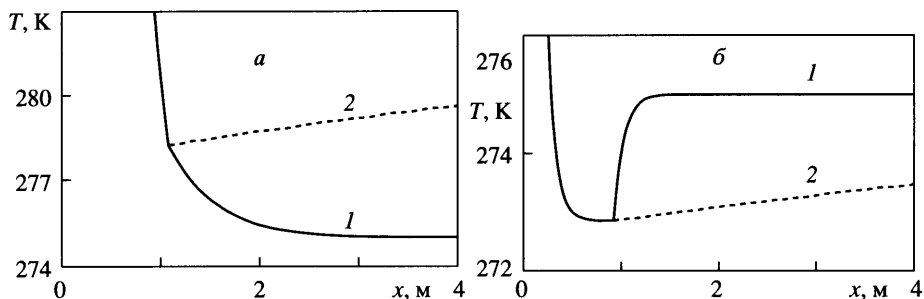


Фиг. 1. Сравнение аналитического решения (штриховая линия) и результатов численного счета: $v_0 = 0.5$, $k = 10^{-17}$ м², $T_0 = 276$ К; а – $P_0 = 4$ МПа, $P^0 = 3$ МПа, б – $P_0 = 6$ МПа, $P^0 = 2$ МПа

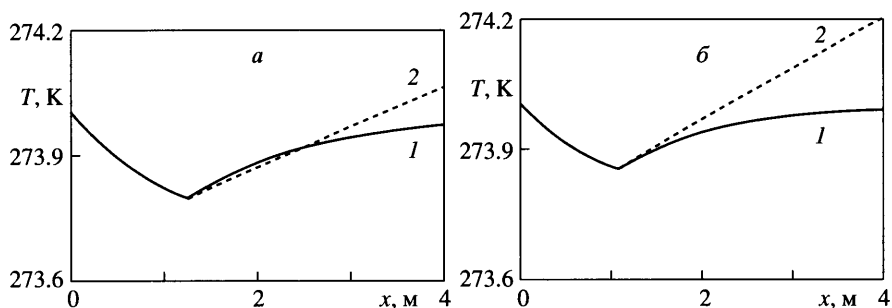
3. Результаты численного моделирования. Поставленная задача для температуры отличается от задачи Стефана тем, что температура фазового перехода неизвестна. Подобные задачи встречаются в основном в вопросах промерзания–протаивания грунтов [12] и численные методы решения таких задач еще недостаточно хорошо разработаны. В работах, связанных с газовыми гидратами, исследовались задачи в упрощенной постановке [2, 4]. Для численного решения сформулированной начально-краевой задачи для уравнений параболического типа использовалась разностная схема с ловлей фронта в узел сетки. Численная реализация получающихся на каждом временном слое систем нелинейных алгебраических уравнений проводилась с помощью метода простых итераций при следующих значениях исходных параметров: $m = 0.25$, $q_{hw} = 5 \cdot 10^5$ кг/м³, $R = 520$ Дж/(кг · К), $\rho_w = 10^3$ кг/м³, $\rho_h = 9 \cdot 10^2$ кг/м³, $\rho_s = 2 \cdot 10^3$ кг/м³, $\rho_{0w} = 0.784 \cdot 10^3$ кг/м³, $\rho_{0g} = 0.116 \cdot 10^3$ кг/м³, $\mu_g = 1.8 \cdot 10^{-3}$ Па · с, $\mu_w = 1.8 \cdot 10^{-5}$ Па · с, $\lambda_w = 0.58$ Вт/(м · К), $\lambda_s = 2$ Вт/(м · К), $\lambda_g = 0.034$ Вт/(м · К), $\lambda_h = 2.11$ Вт/(м · К), $C_w = 4.2 \cdot 10^3$ Дж/(кг · К), $C_s = 10^3$ Дж/(кг · К), $C_h = 2.5 \cdot 10^3$ Дж/(кг · К), $C_p = 2 \cdot 10^3$ Дж/(кг · К).

В случае небольших перепадов давления распределения температур, полученные аналитически, совпадают с результатами численного моделирования (фиг. 1, а). Температуры диссоциации отличаются менее чем на 0.1 К (275.144 и 275.233 К). Если давление диссоциации P_* заметно отличается от давления в скважине P^0 и начального давления P_0 , то линейное решение теряет точность, так как на распределение давления в газе начинают влиять нелинейности в уравнениях движения, а также в уравнениях переноса тепла в силу того, что конвективный перенос энергии влияет на положение фронта диссоциации. В этом случае, как показано на фиг. 1, б, линейное решение отличается от численного на величину около 40%.

Фигура 2 иллюстрирует роль конвективного переноса тепла при внутрискважинном прогреве. При сравнительно низкой проницаемости ($k = 10^{-15}$ м²) реализуется интенсивный кондуктивный перенос энергии от скважины к фронту диссоциации и поток тепла инициирует разложение гидрата (фиг. 2, а). При значительном увеличении проницаемости до $k = 10^{-13}$ м² уже конвективный перенос энергии газом интенсифицируется настолько, что полностью компенсирует кондуктивный подток тепла от скважины (фиг. 2, б). В результате существенно понижается температура диссоциации и уменьшается скорость фронта диссоциации. В этом случае процесс диссоциации вызывается падением давления на фронте разложения гидрата и температура перед фронтом превышает температуру диссоциации гидрата, вычисленной по распределению давления (штриховая линия), что означает перегрев гидрата. Этот факт свидетельствует об образовании протяженной области диссоциации, значительной по длине, так как длина обла-



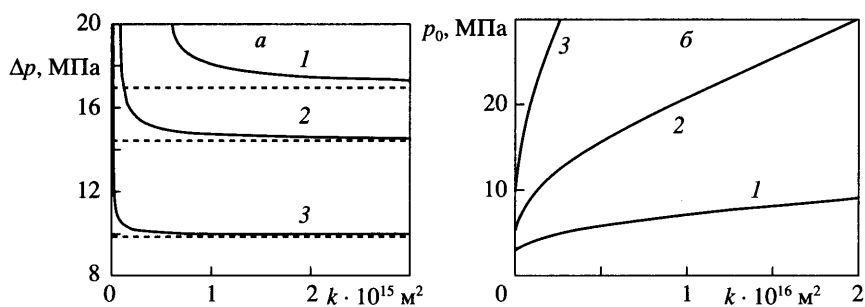
Фиг. 2. Распределение температур (сплошная линия) и температуры фазовых переходов (штриховая линия) при внутрискважинном нагреве. Образование протяженной области диссоциации гидрата: $v_0 = 0.5$, $T_0 = 275$ К, $P_0 = 20$ МПа; $P^0 = 2$ МПа, $t = 10$ сут; $k = 10^{-15}$, 10^{-13} м² (а, б)



Фиг. 3. Влияние начального давления на формирование протяженной области диссоциации. Распределение температуры (сплошная линия) и температуры фазового перехода (штриховая линия): $v_0 = 0.5$, $T_0 = 274$ К, $k = 10^{-14}$ м², $P_0 = 2.4 \cdot 10^6$ Па, $t = 3$ года; $P_0 = 30$, $P_0 = 35$ МПа (а, б)

сти перегрева по порядку величины соответствует длине области фазовых переходов. При меньших проницаемостях (фиг. 2, а) решение непротиворечиво. Границы применимости фронтного подхода определяются областью существования непротиворечивого режима разложения гидрата.

Рассмотрим влияние давления в пласте и давления в добывающей скважине на режим разложения гидрата. Увеличение начального давления от 30 до 35 МПа стабилизирует фронтный режим разложения при достаточно высокой проницаемости пласта $k = 10^{-14}$ м² (фиг. 3). Если температура перед фронтом незначительно превышает температуру диссоциации гидрата, то протяженность области перегрева невелика. В этом случае решение с протяженной областью разложения будет характеризоваться слабой диссоциацией перед фронтом и малым размером области диссоциации. Тогда можно использовать фронтное решение, которое дает достаточно точную оценку параметров разложения гидрата. Представленные на фиг. 3 режимы разложения характеризуются очень медленным движением фронта разложения гидрата. За время порядка 3 лет фронт продвинулся на расстояние 1 м. Очевидно, что такой режим разложения гидрата не дает заметного вклада в объемы добываемого газа, если иметь в виду, что начальное давление очень высоко. Слабая интенсивность разложения гидрата объясняется тем, что давление в скважине меньше давления разложения гидрата на малую величину. Этот факт также можно проиллюстрировать на критической диаграмме существования фронтного режима.



Фиг. 4. Критические диаграммы существования фронтального режима диссоциации гидрата, $T_0 = 275$, $T_0 = 280$, $T_0 = 285$ К (1–3), $a - \Delta P = P_0 - P^0$, $P_0 = 20$ МПа. Области между кривыми и их асимптотами соответствуют разложению гидрата во фронтальном режиме. Протяженным областям диссоциации соответствуют области над кривыми, $b - P^0 = 20$ МПа. Области, расположенные над кривыми, соответствуют фронтальным режимам диссоциации

На фиг. 4, *a* представлены кривые, разделяющие плоскость на области существования фронтального режима (ниже кривой) и режима с протяженной областью диссоциации (выше кривой) для трех различных начальных температур пласта. Штриховые линии, параллельные оси абсцисс, которые являются асимптотами для кривых, пересекают ось ординат соответственно в точках $P_0 - P_D(T_0)$. Если давление в скважине P^0 больше давления диссоциации гидрата $P_D(T_0)$ при начальной температуре пласта T_0 , то разложение гидрата не происходит и имеет место отбор газа. В этом случае точка, соответствующая давлению в скважине, лежит ниже соответствующей асимптоты. Если давление в скважине опускается ниже давления диссоциации, то начинается диссоциация гидрата во фронтальном режиме. Фронтальному режиму соответствует область, расположенная между критической кривой и асимптотой. При дальнейшем снижении давления в скважине возможны пересечение критической кривой и попадание в область над кривой, что соответствует переходу от фронтального режима к режиму с протяженной областью диссоциации гидрата.

Фронтальный режим может существовать при любых значениях проницаемости, но режим разложения должен быть слабым, что выражается в близости давления в скважине к давлению диссоциации (фиг. 4, *a*). С ростом начальной температуры пласта область существования фронтального режима уменьшается, и такой режим реализуется только при очень низких проницаемостях. На фиг. 4, *b* представлена критическая диаграмма, иллюстрирующая влияние начального давления пласта на режим диссоциации. Область, соответствующая фронтальному режиму, расположена над кривыми. Увеличивая начальное давление, можно перейти в область существования фронтального режима, особенно для пластов, имеющих низкую начальную температуру. Если начальная температура достаточно велика, то для диапазона параметров, имеющих физический смысл, разложение всегда происходит в режиме образования протяженной области диссоциации.

Заключение. Предложена эффективная численная схема расчета разложения газового гидрата, сосуществующего с газом в пласте. Проведено сравнение результатов численного моделирования с аналитическим решением задачи, полученным в линейном приближении. Найдено, что при использовании линейного решения ошибка составляет около 40%, когда малые возмущения имеют порядок абсолютных величин. Если возмущения в несколько раз меньше абсолютных величин, то аналитическое решение практически совпадает с численным.

Расчеты показали, что для высокопроницаемых пород кондуктивный перенос тепла к фронту разложения гидрата полностью подавляется конвективным переносом энергии газом, движущимся к добывающей скважине. Построены критические диаграммы существования различных режимов разложения, которые показали, что фронтовой режим реализуется в низкотемпературных месторождениях газа с большим пластовым давлением. Если гидрат сосуществует с газом в пластах при достаточно высоких температурах, то разложение идет в режиме образования протяженной области диссоциации.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке грантов РФФИ (№ 03-01-00068 и 06-01-00166).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Цыпкин Г.Г. О возникновении двух подвижных границ фазовых переходов при диссоциации газовых гидратов в пластах // Докл. РАН. 1992. Т. 323. № 1. С. 52–57.
2. Vasiliev V.I., Popov V.V. Mathematical modelling of decomposition of hydrates in porous medium // Proc. 2nd Int. Conf. Finite-Difference Methods: Theory and application. Minsk, 1998. V. 3. P. 127–131.
3. Tsyupkin G.G. Mathematical models of gas hydrates dissociation in porous media // Ann. N.Y. Acad. Sci. 2000. V. 912. P. 428–436.
4. Васильев В.И., Попов В.В., Тимофеева Т.С. Вычислительные методы в разработке месторождений нефти и газа. Новосибирск: Изд-во СО РАН, 2000. 126 с.
5. Goel N., Wiggins M., Shah S. Analytical modeling of gas recovery from in situ hydrate dissociation // J. Petrol. Sci. and Eng. 2001. V. 29. № 2. P. 115–127.
6. Цыпкин Г.Г. Математическая модель диссоциации газовых гидратов, сосуществующих с газом в пластах // Докл. РАН. 2001. Т. 381. № 1. С. 56–59.
7. Цыпкин Г.Г. О режимах диссоциации газовых гидратов, сосуществующих с газом в природных пластах // Инж.-физ. журн. 2001. Т. 74. № 5. С. 24–28.
8. Ji C., Ahmadi G., Smith D.H. Constant rate natural gas production from a well in a hydrate reservoir // Energy Conversation and Management. 2003. V. 44. № 15. P. 2403–2423.
9. Ahmadi G., Ji C., Smith D.H. Numerical solution for natural gas production from methane hydrate dissociation // J. Petrol. Sci. and Eng. 2004. V. 41. № 4. P. 269–285.
10. Moridis G.J., Collett T.S., Dallimore S.R., Satoh T., Hancock S., Weatherill B. Numerical studies of gas production from several H₂O hydrate zones at the Malik site, Mackenzie Delta, Canada // J. Petrol. Sci. and Eng. 2004. V. 43. № 3/4. P. 219–238.
11. Цыпкин Г.Г. Влияние разложения газового гидрата на добычу газа из пласта, содержащего гидрат и газ в свободном состоянии // Изв. РАН. МЖГ. 2005. № 1. 132–142.
12. Васильев В.И., Максимов А.М., Петров Е.Е., Цыпкин Г.Г. Теплоперенос в промерзающих и протаивающих грунтах. М.: Наука, Физматлит, 1997. 224 с.

Москва

Поступила в редакцию
20.XII.2005