

УДК 532.546

О МИГРАЦИИ ПУЗЫРЬКОВ В УСЛОВИЯХ ОБРАЗОВАНИЯ ГИДРАТА

В. Ш. Шагапов, А. С. Чиглинцева, А. А. Русинов

Бирский филиал Башкирского государственного университета, 452453 Бирск, Россия
E-mails: Shagapov@rambler.ru, changelina@rambler.ru, irtysh2009@mail.ru

Предложена модель процесса миграции пузырьков метана в воде при термобарических условиях образования гидрата. Изучены особенности эволюции полей температур, скорости миграции, а также изменения радиуса и объемной доли газогидратных пузырьков. Показано, что при фиксированном массовом расходе газа со дна водоема для всех параметров всплывающей газогидратной дисперсной системы устанавливается квазистационарная картина в виде волны типа “ступенька”. В зависимости от соотношения между начальной плотностью пузырька газа и средней плотностью газа в составе гидрата, определяемого глубиной, с которой всплывают пузырьки, конечный радиус гидратных частиц может быть больше или меньше начальных радиусов пузырьков газа. Установлено, что скорость, с которой всплывают газогидратные включения, уменьшается в несколько раз вследствие увеличения их массы при гидратообразовании. Исследовано влияние глубины водоема, дно которого является источником газового потока, на динамику процесса гидратообразования.

Ключевые слова: гидратные частицы, миграция пузырьков газа, гидратообразование.

Введение. Наблюдения с помощью современных аппаратных средств показали, что в Мировом океане непрерывно происходят выбросы метана, объем которых составляет порядка нескольких сотен тонн в год [1]. В частности, исследования, проведенные на Сахалинском склоне Охотского моря, показали, что выходы пузырьков метана со дна моря сопровождаются образованием гидрата на их поверхности [2, 3]. Это обусловлено тем, что при движении пузырьков к поверхности океана с различной глубины могут реализовываться термобарические условия для образования или последующего разложения гидратной оболочки [4, 5]. Поскольку средняя температура глубинных вод океана составляет 3–4 °С [5], условия, при которых образуется гидрат, для метана реализуются на глубинах свыше 400 м. Поэтому в случаях, когда источники газа находятся на большей глубине, дальнейшая миграция пузырьков должна сопровождаться образованием гидрата, что наблюдалось в экспериментах, описанных в работах [6, 7].

В настоящее время основные механизмы и кинетические особенности процесса образования гидрата на поверхности пузырьков газа изучены недостаточно. Кроме того, анализ имеющихся в литературе экспериментальных данных показал, что существует большое разнообразие механизмов формирования газогидратных образований на границе контакта газа и жидкости. В лабораторных исследованиях установлено, что качество и состояние воды, состав газа, наличие полимерных добавок [6, 8–12] и воздействие ударных волн на

Работа выполнена при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 13-01-00550 А).

© Шагапов В. Ш., Чиглинцева А. С., Русинов А. А., 2015

газожидкостные среды оказывают существенное влияние на интенсивность процесса гидратообразования [13].

В настоящей работе полагается, что скорость образования гидрата при контакте газа и воды зависит от интенсивности отвода жидкостью тепла, выделившегося при гидратообразовании. Согласно такой схеме диффузионным сопротивлением гидратной корки пренебрегается, поскольку она является достаточно “рыхлой”, вследствие того что вода и газ могут иметь различные параметры, а также вследствие волновых возмущений в воде. Данная схема является предельной, реализующей наибольшую скорость образования гидрата.

В работе принята плоская одномерная постановка задачи о миграции к поверхности потока пузырьков в стоячей воде (параметры потока зависят лишь от времени и вертикальной координаты). Горизонтальное дно является равномерно распределенным по плоскости источником газа. Следовательно, не только расстояния между соседними источниками газа значительно меньше размеров дна, с которого поступает поток газа, но и поперечные размеры образовавшихся вертикальных потоков сопоставимы или даже превышают масштабы глубин, где они наблюдаются. В частности, такая схема подъема газогидратных потоков четко видна на снимках, полученных методом эхолокаций [1]. Очевидно, реализации таких потоков, в отличие от термик в воздухе (когда плотности термик и воздуха различаются в несколько раз), способствует незначительное (как правило, составляющее доли процента) различие плотностей окружающей воды и потока. Следует отметить еще одну особенность рассматриваемого процесса. За счет выделения тепла при гидратообразовании происходит повышение температуры воды по глубине, которое в свою очередь приводит к ее стратификации по плотности. Такое состояние воды всегда неустойчиво [14], причем инкремент, определяющий скорость развития неустойчивости, зависит от линейных размеров таких зон, градиентов температуры, солености воды и объемной доли пузырьков в воде. В настоящей работе рассматривается ситуация, когда времена гидратообразования и миграции пузырьков значительно меньше характерных времен развития неустойчивости и этой неустойчивостью можно пренебречь.

1. Основные уравнения. Рассмотрим процесс миграции систем пузырьков газа в условиях образования гидрата (рис. 1). Пусть дно водоема является плоским источником газа, из которого с известным массовым расходом M_g , нормированным на единицу площади, выделяются пузырьки метана, поступающие в холодную воду и образующие поток газогидратных включений.

Направим ось z вертикально вверх. Будем полагать, что все основные параметры течения трехфазной системы, состоящей из газа, воды и гидрата, одинаковы в любой точке сечения. Миграция пузырьков газа происходит в термобарических условиях, способствующих образованию гидратной оболочки.

Пусть n — число сферических включений в единице объема, которые будем называть газогидратными частицами или пузырьками. Пренебрегая дроблением и слипанием частиц [15], поднимающихся со скоростью v_{gh} , уравнение сохранения их количества представим в виде

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \frac{\partial n v_{gh}}{\partial z} = 0, \quad (1.1)$$

уравнения сохранения масс для пузырьков и несущей воды — в виде

$$\frac{\partial \alpha \rho_{gh}^0}{\partial t} + \frac{\partial \alpha \rho_{gh}^0 v_{gh}}{\partial z} = n J_l; \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial (1 - \alpha) \rho_l^0}{\partial t} + \frac{\partial (1 - \alpha) v_l \rho_l^0}{\partial z} = -n J_l, \quad J_l = (1 - G) J_h, \quad (1.3)$$

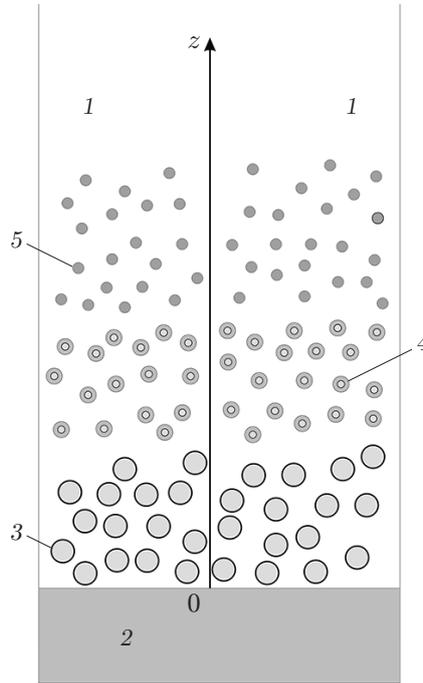


Рис. 1. Схема процесса миграции газогидратных пузырьков:
 1 — вода, 2 — источник газа, 3 — пузырек газа, 4 — газогидратный пузырек, 5 — гидратная частица

где v_l — скорость воды; J_h, J_l — интенсивности образования гидрата и расхода воды на его образование для одного включения; α — объемная доля пузырьков; ρ_{gh}^0 — средняя плотность газогидратного пузырька; G — массовая доля газа в составе гидрата.

Уравнения (1.1)–(1.3) дополним кинематическим соотношением

$$\alpha = (4/3)\pi a^3 n, \tag{1.4}$$

где a — радиус газогидратного пузырька.

Уравнения импульсов для газогидратных пузырьков и для жидкости в безынерционном приближении соответственно запишем в виде [16]

$$-\alpha \frac{\partial p}{\partial z} - nf - \alpha \rho_{gh}^0 g = 0; \tag{1.5}$$

$$-(1 - \alpha) \frac{\partial p}{\partial z} + nf - (1 - \alpha) \rho_l^0 g = 0; \tag{1.6}$$

$$w = v_{gh} - v_l, \quad f = C_l \frac{\rho_l^0 w^2 \pi a^2}{2}, \quad C_l = C_l(\text{Re}), \quad \text{Re} = \frac{2a \rho_l^0 w}{\mu_l},$$

где f — сила трения между пузырьком и водой; w — скорость миграции газогидратного пузырька в жидкости.

Уравнение для изменения температуры жидкости при гидратообразовании представим в виде

$$\rho_l^0 c_l (1 - \alpha) \left(\frac{\partial T_l}{\partial t} + v_l \frac{\partial T_l}{\partial z} \right) = nQ, \quad Q = 4\pi a^2 q. \tag{1.7}$$

Здесь T_l, c_l — температура и теплоемкость воды; Q, q — потоки тепла от одного включения и с единицы площади его внешней поверхности; нижние индексы g, l, h соответствуют параметрам газа, воды и гидрата.

Будем считать жидкость несжимаемой, а газ — калорически совершенным:

$$\rho_l^0 = \text{const}, \quad p_g = \rho_g^0 R_g T. \quad (1.8)$$

В предположении, что газогидратные пузырьки состоят из газового ядра радиусом a_g и гидратной оболочки, для средней плотности ρ_{gh}^0 пузырька имеем

$$\frac{4}{3} \pi a^3 \rho_{gh}^0 = \frac{4}{3} \pi a_g^3 \rho_g^0 + \frac{4}{3} \pi (a^3 - a_g^3) \rho_h^0 \quad (1.9)$$

(ρ_g^0, ρ_h^0 — истинные плотности газовой и гидратной фаз).

Решая уравнения (1.9) для плотности газогидратного пузырька, получаем

$$\rho_{gh}^0 = \frac{a_g^3 \rho_g^0 + (a^3 - a_g^3) \rho_h^0}{a^3}. \quad (1.10)$$

Следовательно, средняя плотность ρ_{gh}^0 газогидратного пузырька определяется значениями радиусов газового ядра a_g и всего пузырька a , а также текущей плотностью газа ρ_g^0 .

В газогидратном пузырьке газ содержится как в свободном состоянии, так и в составе гидрата. Условие сохранения общей массы газа в газогидратном пузырьке запишем в виде

$$\frac{4}{3} \pi a_g^3 \rho_g^0 + \frac{4}{3} \pi (a^3 - a_g^3) G \rho_h^0 = \frac{4}{3} \pi a_{g0}^3 \rho_{g0}^0, \quad (1.11)$$

где a_{g0}, ρ_{g0}^0 — исходные значения радиуса и плотности газа в пузырьке.

2. Интенсивность гидратообразования. Как отмечалось выше, при контакте газа и воды в термобарических условиях стабильности газогидрата интенсивность гидратообразования существенно зависит от качества и состояния воды, а также от чистоты гидратообразующего газа. Согласно работам [8–10] даже начальный, индукционный, период гидратообразования определяется видом льда, полученного из “свежей” или “талой” воды либо из “воды после разложения гидрата”. При введении в воду поверхностно-активных веществ скорость образования газогидратов также изменяется [11, 12]. Кроме того, согласно работе [6] наличие в составе метана небольшой массовой доли других газов также оказывает существенное влияние на картину гидратообразования на поверхности пузырька в процессе всплытия.

При описании интенсивности гидратообразования на внешней границе гидратной оболочки будем полагать, что температура газогидратного пузырька равна температуре фазовых переходов системы газ — вода — гидрат ($T = T_s(p)$) для текущего значения гидростатического давления. При этом тепловой поток от газогидратной частицы в окружающую воду, обусловленный перепадом температуры $\Delta T = T_s(p) - T_l$, определяет увеличение массы гидрата в частице. Согласно данной схеме влиянием механизмов диффузии через образовавшуюся гидратную оболочку на поверхности пузырька пренебрегается. Поскольку скорость гидратообразования зависит от интенсивности отвода окружающей водой выделившегося тепла, при использовании данной схемы имеет место предельная (максимальная) скорость гидратообразования.

Согласно [16] выражение для интенсивности потока тепла имеет вид

$$q = \beta (T_a - T_l), \quad \beta = \lambda_l \text{Nu} / (2a), \quad (2.1)$$

$$\text{Nu} = 2 + 0,46 \text{Re}^{0,55} \text{Pr}^{0,3}, \quad \text{Pr} = \mu_l c_l / \lambda_l, \quad \text{Re} = 2a \rho_l^0 w / \mu_l,$$

где Nu, Pr, Re — приведенные числа Нуссельта, Прандтля, Рейнольдса; T_a — значение температуры на поверхности пузырька; λ_l — теплопроводность жидкости.

Интенсивность образования гидрата и отвод тепла от поверхности газогидратного пузырька жидкостью связаны условием теплового баланса

$$J_h l = Q, \quad (2.2)$$

где l — удельная теплота образования гидрата.

С учетом принятых допущений температура газогидратного пузырька T_{gh} равна температуре образования гидрата $T_s(p)$, которая определяется значением гидростатического давления $p(z)$ для глубины с координатой z ($T_{hs} = T_s(p)$). В пренебрежении прочностными эффектами гидратной оболочки давление газа в ядре частицы равно давлению окружающей воды ($p_g = p(z)$). Зависимость $T_s(p)$ можно представить в виде [17]

$$T_s(p) = T_{h0} + T_* \ln(p/p_{h0}). \quad (2.3)$$

3. Скорость миграции. Из уравнений (1.5), (1.6) следует соотношение

$$nf = \alpha(1 - \alpha)g(\rho_l^0 - \rho_{gh}^0). \quad (3.1)$$

В соответствии с экспериментальными данными [18, 19] об обтекании твердого сферического тела несжимаемой жидкостью для коэффициента сопротивления C_l используем следующую аппроксимацию:

$$C_l = 24(1 + 0,021 \text{ Re})/\text{Re}, \quad 0 < \text{Re} \leq 10^3. \quad (3.2)$$

Из соотношения (3.1) с учетом выражения (1.4) получаем уравнение для определения скорости миграции пузырька относительно жидкости

$$w = \sqrt{\frac{48a}{9} (1 - \alpha) g \left(1 - \frac{\rho_{gh}^0}{\rho_l^0}\right) + \frac{144\nu_l^2}{a^2} - \frac{12\nu_l}{a}}, \quad \nu_l = \frac{\mu_l}{\rho_l^0}. \quad (3.3)$$

Уравнения (1.1)–(3.3) образуют замкнутую систему для описания полей скорости и температуры воды, а также параметров дисперсной фазы, состоящей из газогидратных включений.

4. Начальные и граничные условия. Пусть начало координат совпадает с дном океана и в исходном состоянии ($t = 0, z \geq 0$) вода является неподвижной ($v_l = 0$), пузырьки газа отсутствуют ($\alpha = 0$), а распределение давления соответствует гидростатическому:

$$p = p_0 - \rho_l^0 g z$$

(p_0 — давление на дне). В момент времени $t = 0$ на поверхности дна с некоторой интенсивностью M_g начинает функционировать источник газа. Будем полагать, что поток газа попадает в воду в виде пузырьков радиусом a_{g0} со скоростью дрейфа w_0 , определяемой из выражения (3.3). Тогда для потока газа массой M_g , выделяемого жидкостью с единицы площади, получаем

$$M_g = \rho_{g0}^0 \alpha_0 w_0. \quad (4.1)$$

Таким образом, согласно (4.1) задание массового расхода газа эквивалентно заданию объемной доли α_0 пузырьков вблизи поверхности дна. Будем рассматривать такие значения интенсивности M_g , при которых объемная доля газовых пузырьков $\alpha_0 \ll 1$. Тогда из уравнения неразрывности (1.3) следует, что, во-первых, слагаемыми в правой части можно пренебречь; во-вторых, изменение скорости воды, обусловленное миграцией пузырьков со скоростью w , не превышает значение αw ($v_l \leq \alpha w$). Поэтому в дальнейшем слагаемыми, связанными с конвективным переносом воды в вертикальном направлении, будем пренебрегать. Тогда система уравнений (1.1)–(3.3) принимает вид

$$\frac{\partial n}{\partial t} = -\frac{\partial nw}{\partial z}; \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial \rho_{gh}}{\partial t} = nJ_l - \frac{\partial \rho_{gh}w}{\partial z}; \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial T_l}{\partial t} = \frac{nQ}{\rho_l^0 c_l (1 - \alpha)}; \quad (4.4)$$

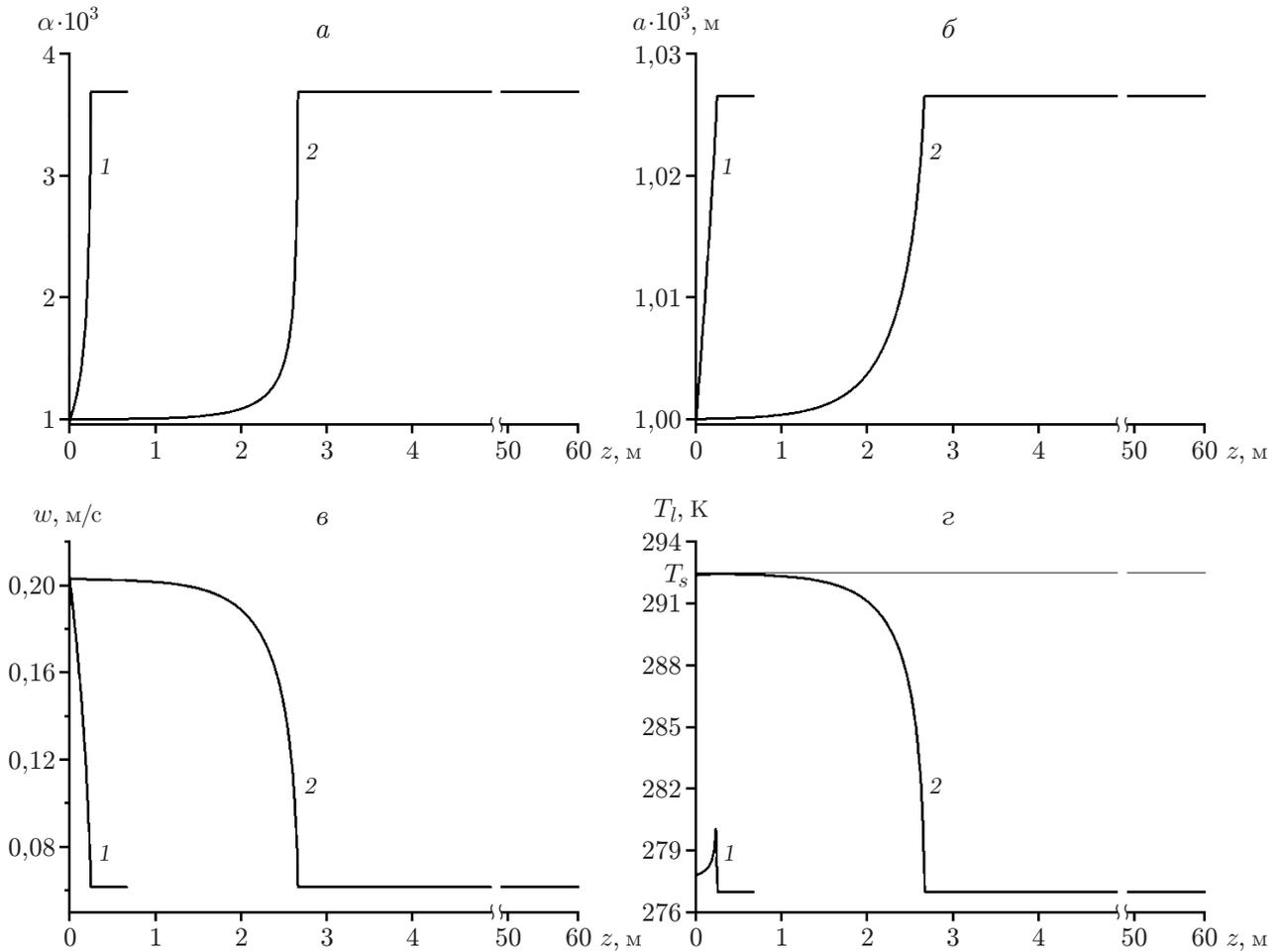


Рис. 2. Поля объемной доли (а), радиуса (б), скорости миграции (в) газогидратных пузырьков, и температуры жидкости (г) при $h = 1,8 \cdot 10^3$ м, $\alpha_0 = 10^{-3}$, $p_0 = 18$ МПа, $M_g = 0,024$ кг/(м²·с), $T_0 = 277$ К:
1 — $t = 10$ с, 2 — $t = 1000$ с

$$J_l = \frac{(1-G)Q}{l_h}, \quad Q = 4\pi a^2 q, \quad q = \beta(T_s(p) - T_l), \quad \alpha = \frac{4}{3}\pi a^3 n, \quad \rho_{gh} = \rho_{gh}^0 \alpha.$$

5. Результаты расчетов. Для параметров, определяющих физические свойства гидрата, воды и газа, примем следующие значения: $\rho_h^0 = 910$ кг/м³, $\rho_l^0 = 1000$ кг/м³, $l_h = 5 \cdot 10^5$ Дж/кг, $\lambda_l = 0,58$ Дж/(м·с·К), $c_l = 4200$ Дж/(кг·К), $\mu_l = 0,001$ кг/(м·с), $R_g = 520$ Дж/(кг·К), $G = 0,12$.

На рис. 2 показаны поля объемной доли, радиуса и скорости миграции газогидратных пузырьков, а также температуры жидкости. Из рис. 2 следует, что при фиксированном массовом расходе газа M_g для всех параметров дисперсной системы со временем устанавливается квазистационарная картина в виде волны типа “ступенька”.

Передний участок волны представляет собой однородный поток гидратных частиц. Фронт этого потока и частицы в нем движутся со скоростью w_e , которая определяется из соотношения (2.3) при $a = a_e$. Полагая $a_g = 0$, из (1.11) определим значение этого конечного радиуса гидратной частицы:

$$a_e = a_0 \sqrt[3]{\rho_{g0}^0 / (G\rho_h^0)}, \quad a_0 = a_{g0}. \quad (5.1)$$

Из (5.1) следует, что в зависимости от соотношения между истинной плотностью газа ρ_{g0}^0 и средней плотностью газа $G\rho_h^0$ в составе гидрата конечный радиус может быть больше или меньше исходного радиуса газового пузырька. Критическое значение h_* глубины, при котором $\rho_{g0}^0 \approx G\rho_h^0$ ($\rho_{g0}^0 = p_0/(R_g T_0)$), реализуется при $h \approx 1,6 \cdot 10^3$ м (при этом соответствующее гидростатическое давление равно $p_0 = 16$ МПа, $\rho_g^0 \approx 109$ кг/м³). Следовательно, при $h > h_*$ радиус гидратной частицы a_e больше радиуса исходных газовых пузырьков: $a_e > a_0$, при $h < h_*$ $a_e < a_0$.

Для участка течения, примыкающего ко дну, температура возрастает на величину $\Delta T = T_s(p) - T_0$ за счет выделения тепла при гидратообразовании. Например, для глубины $h = 1,8 \cdot 10^3$ м температура равна $T_s(p) = 290,5$ К, а максимально возможный перепад температуры составляет $\Delta T \approx 16$ К.

На основе уравнений (4.2)–(4.4) в квазистационарном приближении можно определить скорость D волны, в которой газовые пузырьки радиусом a_0 переходят в гидратные частицы с радиусом a_e . Для этого, полагая, что в зоне такого перехода изменение гидростатического давления (следовательно, и величины $T_s(p)$) мало, решение уравнения можно искать в виде бегущей волны (параметры течения зависят лишь от координаты $\xi = z - Dt$). Из первых интегралов системы обыкновенных дифференциальных уравнений, полученных при переходе к бегущей координате, получаем выражение для скорости волны

$$D = \frac{M_g l}{G \rho_l^0 c_l \Delta T}. \quad (5.2)$$

Для представленного на рис. 2 примера, когда $h > h_*$, эта скорость равна $D = 2,5 \cdot 10^{-3}$ м/с. При этом для характерных скоростей миграции пузырьков газа и для гидратных частиц имеем $w_0 = 0,2$ м/с, $w_e = 0,06$ м/с, т. е. скорость всплытия газогидратных включений уменьшается более чем в три раза. Значительное уменьшение скорости всплытия обусловлено увеличением приблизительно в 10 раз массы газогидратных пузырьков. Из рис. 2 следует, что уменьшение скорости всплытия в свою очередь приводит к увеличению объемной доли дисперсной фазы более чем в три раза.

Поток пузырьков метана в воде при термобарических условиях образования гидрата за счет выделения тепла является своеобразным теплоносителем, причем интенсивность подвода тепла таким теплоносителем с единицы площади поверхности дна определяется отношением $M_{g0}l/G$ (M_{g0} — массовый расход газа со дна водоема; l/G — удельная калорийность). Пренебрегая характерным расстоянием, на котором метан в газе переходит в состав гидрата, запишем условие баланса тепла:

$$M_{g0}l/G = D \rho_l^0 c_l \Delta T. \quad (5.3)$$

Величина D в правой части соотношения (5.3) соответствует образованию слоя воды в единицу времени при $\Delta T = T_s(p) - T_0$ (T_0 — начальная температура воды) за счет тепла, выделяемого в процессе гидратообразования при массовом расходе газа M_{g0} . Заметим, что при таком барботаже температура воды не может быть выше равновесной температуры $T_s(p)$ (в ином случае не выполняются термобарические условия гидратообразования).

Согласно выражению (5.3) скорость движения фронта нагрева окружающей жидкости до равновесной температуры гидратообразования равна $D = 1,5 \cdot 10^{-3}$ м/с. Таким образом, протяженность зоны, в которой происходит данный процесс, составляет $z = Dt \approx 1,5$ м, что согласуется с представленными на рис. 2 результатами.

На рис. 3 показаны поля объемной доли, радиуса и скорости миграции газогидратных пузырьков, а также температуры жидкости в случае, когда поток газа поднимается с глубины $h = 5 \cdot 10^2$ м ($h < h_*$). Видно, что скорость фронта волны, в которой пузырьки метана переходят в гидратные частицы, равна $D \approx 5 \cdot 10^{-3}$ м/с. Уменьшение равновесной температуры образования гидрата $T_s(p)$ (следовательно, и величины прогрева жидкости ΔT)

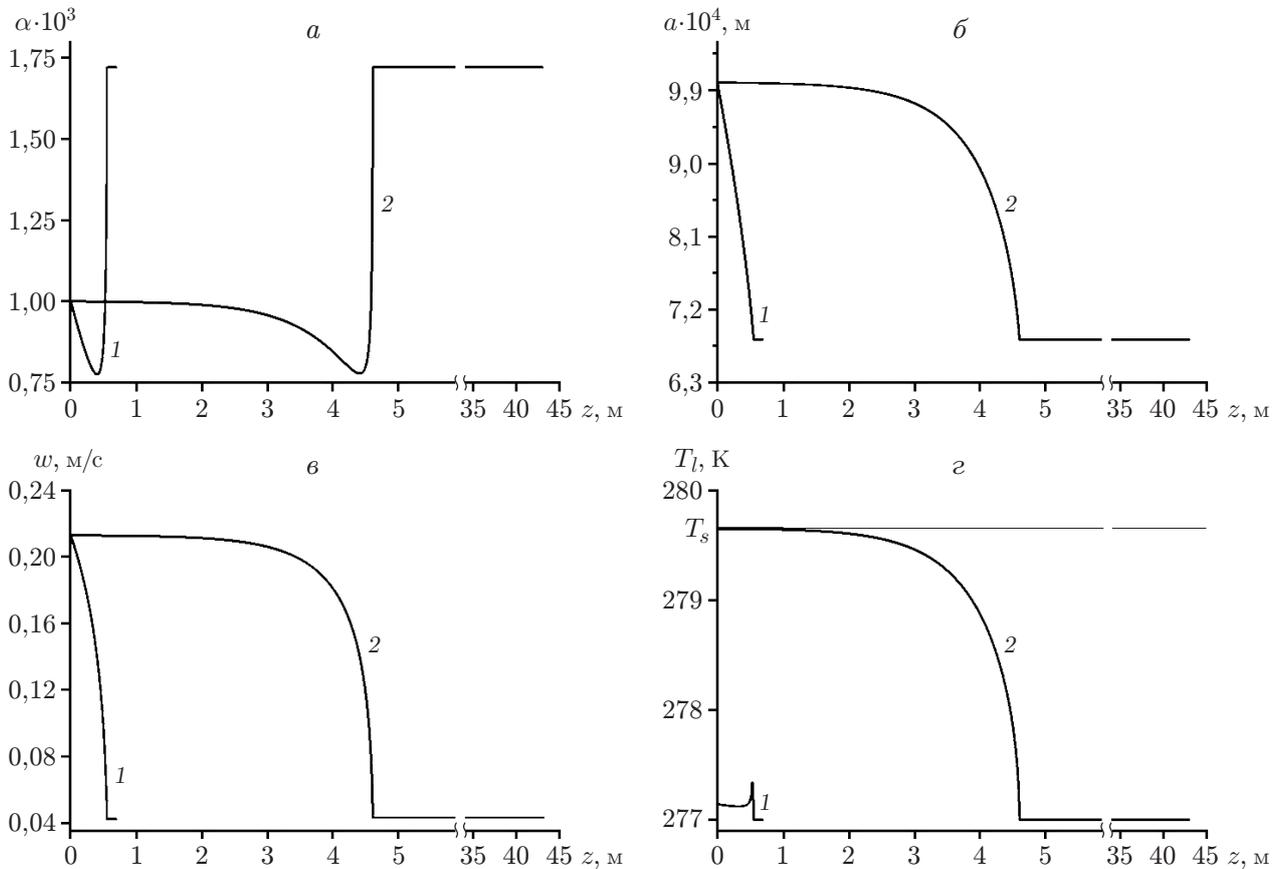


Рис. 3. Поля объемной доли (а), радиуса (б), скорости миграции (в) газогидратных пузырьков и температуры жидкости (г) при $h = 5 \cdot 10^2$ м (остальные значения параметров те же, что на рис. 2):

1 — $t = 10$ с, 2 — $t = 1000$ с

происходит вследствие уменьшения глубины. Это в свою очередь приводит к снижению интенсивности теплопередачи между поверхностью газогидратного пузырька и водой и как следствие — к уменьшению скорости образования гидрата. На рис. 3 также видно, что в соответствии с условием (5.1) радиус полученной гидратной частицы меньше радиуса исходных пузырьков газа. Согласно выражению (1.4), с одной стороны, уменьшение радиуса гидратной частицы должно приводить к уменьшению объемной доли газогидратных пузырьков, с другой — в соответствии с условием (1.1) уменьшение скорости всплытия газогидратных включений приводит к увеличению объемной доли частиц. На рис. 2, 3 видно, что вследствие влияния двух факторов (уменьшения радиуса частиц и увеличения их количества) наблюдается немонотонность распределения объемной доли частиц в промежуточной зоне, где пузырьки газа переходят в гидратные частицы.

Из результатов расчетов следует, что характерные расстояния, на которых газогидратные частицы радиусом 1 мм переходят в гидратное состояние, составляют доли метра. Экспериментальные данные [6] показывают, что при всплытии в морской воде пузырьки газа превращаются в гидратные частицы, “пробегаая” при этом приблизительно 10 м. Поэтому принятую в данной работе схему, когда диффузионным сопротивлением гидратной оболочки пренебрегается, следует рассматривать как предельный случай, при котором скорость гидратообразования максимальна. Таким образом, принятая схема гидратообразования, когда скорость определяется интенсивностью теплоотвода, не всегда применима

для реальных условий. Однако рассмотренное приближение может иметь место в лабораторных условиях при различных параметрах воды и содержащихся в ней частиц примеси. В морской воде интенсивность гидратообразования может значительно увеличиваться при внедрении физико-химических добавок [12], а также при волновых воздействиях на газожидкостные потоки [13].

Заключение. Предложена модель процесса миграции пузырьков метана в воде при термобарических условиях образования гидрата, когда скорость фазовых переходов определяется из условия теплового баланса. Принятая в работе схема течения является предельной и соответствует наиболее интенсивному процессу гидратообразования на поверхности пузырьков. Показано, что при постоянном массовом расходе газа со дна водоема устанавливается квазистационарная картина в виде волны типа “ступенька” для всех параметров всплывающей газогидратной дисперсной системы. В зависимости от соотношения между исходной плотностью газа ρ_{g0}^0 и средней плотностью газа $G\rho_h^0$ конечный радиус гидратных частиц может быть больше или меньше начальных радиусов пузырьков газа. Показано, что скорость всплытия газогидратных включений уменьшается более чем в три раза вследствие увеличения их массы при гидратообразовании. Проанализировано влияние глубины водоема, дно которого является источником газового потока, на динамику процесса гидратообразования. Установлено, что уменьшение глубины приводит к уменьшению скорости образования гидратных включений. Это обусловлено тем, что интенсивность теплопередачи между гидратной поверхностью пузырька и водой снижается вследствие уменьшения перепада температуры $\Delta T = T_s(p) - T_{l0}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Sauter E. J., Muyakshin S., Charlou J.-L. M., et al.** Methane discharge from a deep-sea submarine mud volcano into the upper water column by gas hydrate-coated methane bubbles // *Earth Planet. Sci. Lett.* 2006. V. 243, N 3/4. P. 354–365.
2. **Gumerov N. A., Chahine G. L.** Dynamics of bubbles in conditions of gas hydrate formation // *Fluid Dynamics.* 1992. N 5. P. 664–669.
3. **Luoa Y.-T., Zhua J.-H., Fanb S.-S., Chena G.-J.** Study on the kinetics of hydrate formation in a bubble column // *Chem. Engng Sci.* 2007. N 62. P. 1000–1009.
4. **Максимов А. О., Соседко Е. В.** Dynamics of sea bubbles covered by a hydrate skin // *Coll. of works 16th Session of the Russ. Acoust. Soc., Moscow, Nov. 14–18, 2005.* М.: GEOS, 2005. P. 459–462.
5. **Егоров А. В., Нигматулин Р. И., Рожков А. Н.** Переход глубоководных метановых пузырей в твердые гидратные формы. М., 2013. (Препр. / РАН. Ин-т проблем механики; № 1038).
6. **Rehder G., Brewer P. W., Peltzer E. T., et al.** Enhanced lifetime of methane bubble streams within the deep ocean // *Geophys. Res. Lett.* 2002. N 29. P. 21–24.
7. **McGinnis D. F., Greinert J., Artemov Y., et al.** Fate of rising methane bubbles in stratified waters: How much methane reaches the atmosphere? // *J. Geophys. Res.* 2006. V. 111. P. 382–386.
8. **Макогон Ю. Ф.** Гидраты природных газов. М.: Недра, 1974.
9. **Истомин В. А.** Газовые гидраты в природных условиях / В. А. Истомин, В. С. Якушев. М.: Недра, 1992.
10. **Иванов Б. Д., Григорьев Ю. М.** Определение времени разработки газ-газогидратного пласта из материального баланса при понижении давления в условиях сохранности двухфазного равновесия // *Теоретические и практические аспекты исследований природных и искусственных газовых гидратов: Сб. материалов Всерос. науч.-практ. конф., Якутск, 24–28 авг. 2011 г.* Якутск: Ахсаан, 2011. С. 49–53.

11. **Gayet P., Dicharry C., Marion G., et al.** Experimental determination of methane hydrate dissociation curve up to 55 MPa by using a small amount of surfactant as hydrate promoter // Chem. Engng Sci. 2005. N 60. P. 5751–5758.
12. **Нестеров А. Н.** Кинетика и механизмы гидратообразования газов в присутствии поверхностно-активных веществ: Дис. ... д-ра хим. наук. Тюмень, 2006.
13. **Донцов В. Е., Накоряков В. Е., Чернов А. А.** Ударные волны в воде с пузырьками фреона-12 с образованием гидрата газа // ПМТФ. 2007. Т. 48, № 3. С. 58–75.
14. **Ландау Л. Д.** Теоретическая физика: В 10 т. Т. 6. Гидродинамика / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. М.: Наука, 1986.
15. **Архипов В. А., Васенин И. М., Усанина А. С.** Анализ механизма потери устойчивости одиночного пузырька при малых значениях числа Рейнольдса // ПМТФ. 2011. Т. 52, № 3. С. 51–59.
16. **Нигматулин Р. И.** Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Т. 1.
17. **Шагапов В. Ш., Хасанов М. К., Гималтдинов И. К., Столповский М. В.** Численное моделирование образования газогидрата в пористом пласте конечной протяженности при продувке его газом // ПМТФ. 2011. Т. 52, № 4. С. 116–126.
18. **Кутепов А. М.** Химическая гидродинамика: Справ. пособие / А. М. Кутепов, А. Д. Полянин, З. Д. Запрянов, А. В. Вязьмин, Д. А. Казенин. М.: Квантум, 1996.
19. **Шлихтинг Г.** Теория пограничного слоя. М.: Наука, 1974. Т. 1.

*Поступила в редакцию 4/II 2014 г.,
в окончательном варианте — 29/X 2014 г.*
