

УДК 544.452.2

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ГОРЕНИЯ ГИДРАТА МЕТАНА С УЧЕТОМ НЕПОЛНОГО ИСПАРЕНИЯ ВЫДЕЛИВШЕЙСЯ ВОДЫ ПРИ ЕГО ДИССОЦИАЦИИ

© 2023 г. И. М. Баянов¹, И. К. Гималтдинов², *, М. В. Столповский²

¹Казанский национальный исследовательский технический университет им. А.Н. Туполева–КАИ, г. Казань, Россия

²Уфимский государственный нефтяной технический университет, г. Уфа, Россия

*E-mail: iljas_g@mail.ru

Поступила в редакцию 31.03.2022 г.

После доработки 03.08.2022 г.

Принята к публикации 13.10.2022 г.

Представлена математическая модель процесса горения гидрата метана в замкнутом объеме с учетом кинетики его разложения (неравновесного), а также поглощения энергии теплового излучения. На основе численного решения методом крупных частиц построены распределения основных параметров системы. Проведено сравнение особенностей горения гидрата для случаев, соответствующих разным значениям доли испарившейся воды, выделяющейся при диссоциации гидрата. Показано, что частичное испарение воды, образующейся при разложении гидрата, приводит к увеличению температуры сгорания газовой смеси и к более интенсивному разложению гидрата по сравнению со случаем полного испарения всей выделившейся воды. Построены и проанализированы зависимости температуры пламени, максимального давления газовой смеси и закона движения фронта фазового перехода от степени испарения выделившейся воды.

DOI: 10.31857/S0040364423020011

ВВЕДЕНИЕ

Газовые гидраты (ГГ) представляют собой твердые кристаллические соединения, образующиеся при определенных термодинамических условиях из воды и газа (в основном метана). Интерес к изучению ГГ связан с тем, что огромные запасы природного газа сосредоточены в составе ГГ [1]. В настоящее время газовые гидраты также рассматриваются как надежный природный резервуар для безопасного хранения парниковых и промышленных газов [2, 3].

Интерес к изучению процесса горения газовых гидратов обусловлен возможностью сжигания на месте разработки и использования выделившегося тепла для разработки гидратных месторождений. Горение газового гидрата – горение метана в результате его разложения – сопровождается несколькими процессами, такими как диссоциация гидрата на метан и воду, смешение образовавшегося метана с окружающим воздухом, горение образовавшейся смеси, дренаж воды и т.д. Как известно, при неизотермическом распаде газогидрата имеет место эффект самоконсервации, что препятствует разложению гидрата [4]. При горении метана на поверхности газового гидрата эффект самоконсервации быстро исчезает и скорость диссоциации повышается [5, 6]. Горение гидрата нестабильно, потому что испарение воды, образо-

вавшейся при диссоциации гидрата, приводит к затратам тепла и к уменьшению температуры пламени; диссоциация гидрата происходит неравномерно, что приводит к неравномерности поступления метана в область горения газа [7, 8]. Эксперименты по горению метана над слоем диссоциирующего газового гидрата, а также математическая модель для оценки устойчивости диффузионного горения представлены в [9]. Результаты численного моделирования горения сферической частицы гидрата метана приведены в [10]. Расчеты выполняются с учетом образования водяной пленки и водяного пара и диссоциации газогидрата. В модели учитываются две подвижные границы: первая – граница между твердым гидратом и пенной зоной, состоящей из воды и метана; вторая – между пенной зоной и газом. Экспериментальному изучению влияния пленки воды на горение гидрата сферической формы в атмосфере посвящена работа [11]. В ней показано, что накопление водной пленки способствует образованию пузырьков метана и ускоряет испарение воды во время нестабильной фазы горения, что приводит к нестабильности пламени во время сжигания газогидрата. Ламинарное горение трехфазных частиц газогидрата теоретически изучено в [12], где показано, что трехфазные частицы плавятся и испаряются в соответствии со сферически симметричной моделью, которая описывает уникальную природу этого про-

цесса. Характеристики ламинарного горения распыленного гидрата метана исследованы при различных значениях массового отношения метана и воды внутри частиц. Диссоциация гидрата метана при его горении и различных способах подачи окислителя рассмотрена в [13]. Значения критической энергии инициирования детонации применительно к гидратам метана и ацетилена оценены в [14] и свидетельствуют о возможности горения углеводородных гидратов в среде кислорода и воздуха. Также в [14] отмечено, что инициирование взрыва гидрата ацетилена более вероятно, чем метаногидрата.

В данной работе исследуется влияние частично превращения в пар воды, выделившейся при диссоциации гидрата, на процесс горения гидрата.

ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ И ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Пусть слой гидрата ($0 < x < a_0$) толщиной a_0 находится в замкнутом цилиндрическом объеме длиной H (рис. 1). При этом остальной участок цилиндрического объема ($a_0 < x < H$) заполнен газовой смесью, включающей в себя кислород. В области толщиной h ($a_0 < x < a_0 + h$), непосредственно граничащей с газогидратом, находится смесь воздуха и метана, содержание которого достаточно для воспламенения горючей газовой смеси. В представленной работе полагается, что размер области h составляет 10% от толщины a_0 газогидратного слоя. Участок $a_0 + h < x < H$ содержит воздух.

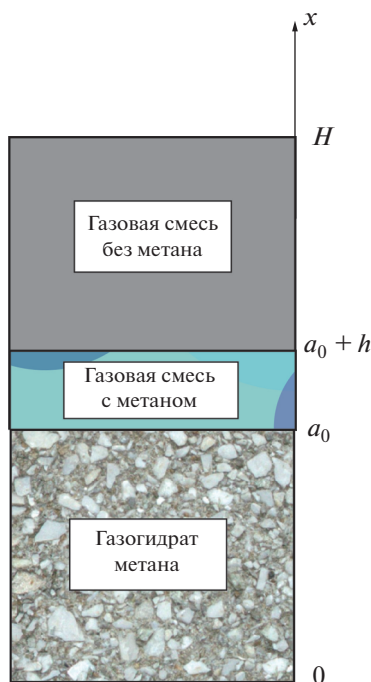


Рис. 1. Схема задачи.

Вся газовая смесь в исходном состоянии находится при температуре T_0 и давлении p_0 . Начальное состояние газогидрата соответствует условию его стабильного существования, т.е. $T_{h0} \leq T_S(p_0)$, где $T_S(p_0)$ – равновесная температура фазовых переходов, соответствующая давлению p_0 .

Пусть в момент времени $t = 0$ происходит зажигание и мгновенное сгорание метановоздушной смеси в области ($a_0 < x < a_0 + h$) с образованием диоксида углерода и воды согласно следующей схеме химической реакции:



где Q – теплота реакции. Далее начинается тепловое взаимодействие горячей газовой смеси, температурой порядка 2000 К с газогидратным слоем. За счет этого происходит разложение гидрата на метан и воду. Полагается, что только некоторая часть воды превращается в пар. При этом происходит диффузионное перемешивание газовой смеси, состоящей из метана, выделившегося при разложении газогидрата, кислорода, диоксида углерода, азота и паров воды. Причем этот процесс сопровождается горением гидрата метана.

Система основных уравнений, описывающих динамику горения газовой смеси, состоит из уравнений сохранения масс (для смеси и компонентов), импульса и энергии [15]:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) &= 0, \\ \frac{\partial(\rho C_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho C_i u) &= D \frac{\partial^2(\rho C_i)}{\partial x^2} + n_i \left(\frac{\mu_i}{\mu_1} \right) J, \\ &(i = 1, 2, \dots, 5), \\ \frac{\partial(\rho u)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho u^2)}{\partial x} &= -\frac{\partial p}{\partial x} + \mu \frac{\partial^2 u}{\partial x^2}, \\ \frac{\partial(\rho c_p T)}{\partial t} + \frac{\partial(\rho c_p T u)}{\partial x} &= \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + L J. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь t – время, x – пространственная координата; $\rho = \sum_i \rho_i$ и ρ_i – плотность газовой смеси и парциальная плотность i -го ее компонента соответственно; $C_i = \rho_i / \rho$ – массовая концентрация i -го компонента газовой смеси; u – скорость движения смеси; μ , D и λ – коэффициенты динамической вязкости, диффузии и теплопроводности; T – температура; J – скорость горения, L – удельная теплота сгорания метана, n_i – стехиометрические коэффициенты $n_1 = -1$, $n_2 = -2$, $n_3 = 1$, $n_4 = 2$, $n_5 = 0$. Удельная теплоемкость c_p газовой смеси представляется в виде $c_p = \sum_i c_{pi} C_i$, где c_{pi} – удельная теплоемкость при постоянном давлении i -го компонента. Здесь и далее нижние индексы $i = 1, 2, 3, 4, 5$ соответствуют метану, кислороду, углекислому газу, водяному пару, азоту.

Давление смеси в соответствии с уравнением Менделеева–Клапейрона и законом Дальтона определяется выражением

$$p = \sum_i \frac{\rho_i}{\mu_i} RT, \quad (2)$$

где p – давление газовой смеси, R – универсальная газовая постоянная, μ_i – молярные массы компонентов смеси.

Тепломассообмен в газовой смеси при горении осуществляется за счет турбулентного перемешивания компонентов. Следовательно, эти процессы должны описываться некоторыми моделями турбулентного переноса, такими как $k-\epsilon$ или $k-\omega$ [16]. В данной работе в рамках одномерной постановки задачи для упрощенного анализа теплопередачи в установившемся процессе горения коэффициенты ν и D принимаются постоянными. При этом значение коэффициента теплопроводности λ газовой смеси в каждой ее точке рассчитывается по коэффициенту температуропроводности κ , значение которого, как и значения ν и D , принимается постоянным:

$$\lambda = \kappa c_p.$$

Скорость горения в диффузионном режиме определяется уравнением Аррениуса [17]

$$J = \frac{\rho_{\text{mix}} C_1}{\mu_1} \frac{\rho_{\text{mix}} C_2}{\mu_2} k_r \exp\left(-\frac{E_a}{RT}\right). \quad (3)$$

Здесь μ_1 и μ_2 – молярные массы горючего (метана) и окислителя (кислорода); $\mu_{\text{mix}} = \left(\sum_{i=1}^5 \frac{C_i}{\mu_i}\right)^{-1}$ – молярная масса смеси; k_r – константа реакции; E_a – энергия активации.

Уравнение теплопроводности в области газогидратного слоя имеет вид

$$\rho_h c_h \frac{\partial T}{\partial t} = \lambda_h \frac{\partial^2 T}{\partial x^2}, \quad (4)$$

где ρ_h , c_h , λ_h – плотность, теплоемкость и теплопроводность газового гидрата соответственно.

Представленную систему уравнений (1)–(4) необходимо дополнить условиями, следующими из условий баланса масс на подвижной границе фазового перехода $x = x_{(s)}$, разделяющей области, содержащие газогидрат и газовую смесь, и на которой происходит процесс разложения газогидрата. Условие баланса массы газа принимает вид

$$\rho_{(s)} (u_{(s)} - \dot{x}_{(s)}) = -\rho_h \dot{x}_{(s)}, \quad (5)$$

где $\dot{x}_{(s)} = dx/dt$ – скорость движения границы фазового перехода $x = x_{(s)}$. Здесь и далее нижний индекс (s) соответствует значениям параметров на фронте фазового перехода. С учетом (5) условия

баланса массы для каждого компонента газовой смеси можно представить в виде

$$\begin{aligned} \rho_{(s)} D \frac{\partial C_1}{\partial x} \Big|_{x=x_{(s)}} &= \rho_h (G - C_{1(s)}) \dot{x}_{(s)}, \\ \rho_{(s)} D \frac{\partial C_2}{\partial x} \Big|_{x=x_{(s)}} &= -\rho_h C_{2(s)} \dot{x}_{(s)}, \\ \rho_{(s)} D \frac{\partial C_3}{\partial x} \Big|_{x=x_{(s)}} &= -\rho_h C_{3(s)} \dot{x}_{(s)}, \\ \rho_{(s)} D \frac{\partial C_4}{\partial x} \Big|_{x=x_{(s)}} &= \rho_h ((1 - G) - C_{4(s)}) \dot{x}_{(s)}, \\ \rho_{(s)} D \frac{\partial C_5}{\partial x} \Big|_{x=x_{(s)}} &= -\rho_h C_{5(s)} \dot{x}_{(s)}. \end{aligned} \quad (6)$$

Здесь G – массовая доля метана в гидрате.

Уравнение баланса тепла на границе $x = x_{(s)}$ с учетом излучения записывается в виде

$$\begin{aligned} -\lambda_h \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=x_{(s)}}^- + \lambda \left(\frac{\partial T}{\partial x}\right)_{x=x_{(s)}}^+ &= \\ = (\rho_h L_h + (1 - G) \rho_w L_w) \dot{x}_{(s)} + \sigma \epsilon_{ef} (T_{g(m)}^4 - T_{(s)}^4), \end{aligned} \quad (7)$$

где ρ_w – плотность воды, L_h – теплота разложения газового гидрата, L_w – удельная теплота испарения, $\sigma = 5.67 \times 10^{-8}$ Вт/(м² К⁴) – постоянная Стефана–Больцмана, $\epsilon_{ef} = 0.4$ [18] – коэффициент излучения, $T_{g(m)}$ – максимальная температура газа, $T_{(s)}$ – температура поверхности гидрата. Знак “–” соответствует границе $x_{(s)}$ со стороны гидрата, знак “+” – со стороны газа.

В отличие от традиционных задач Стефана, будем полагать, что температура $T_{(s)}$ на фронтальной границе фазовых переходов является неизвестным переменным параметром. По аналогии с известной теорией Герца–Кнудсена при неравновесном испарении жидкостей [19] для интенсивности разложения, отнесенной на единицу площади фронта фазовых переходов, можно записать

$$j = -\rho_h \dot{x}_{(s)} = -k_h (T_{(s)} - T_e(p)). \quad (8)$$

Здесь $T_e(p)$ – равновесная температура фазовых переходов, соответствующая давлению p и определяемая по выражению

$$T_e(p) = T_{e0} + T_{h^*} \ln\left(\frac{p}{p_{e0}}\right),$$

где T_{e0} – равновесная температура гидрата, соответствующая давлению p_{e0} ; T_{h^*} – эмпирический параметр. Зависимость коэффициента пропорциональности k_h от температуры подчиняется закону Аррениуса:

$$k_h = k_{h0} \exp\left(-\frac{E_h}{RT_e}\right). \quad (9)$$

Взятое для описания интенсивности процесса разложения выражение (8) с учетом (9) является некоторым обобщением кинетики топочимических реакций [19]. Приведенная теплота разложения L_h принята с учетом перегрева гидрата на фронте разложения по отношению к равновесной температуре фазовых переходов для значения давления p :

$$\tilde{L}_h = L_h - c_h(T_{(s)} - T_e(p)), \quad (10)$$

где L_h – удельная теплота разложения, соответствующая равновесному режиму при давлении p .

Полагается также, что парциальное давление водяного пара $p_{4(s)}$ на границе $x = x_{(s)}$ определяется уравнением Клапейрона–Клаузиуса [20]

$$p_{4(s)} = p_* \exp\left(-\frac{T_*}{T_{(s)}}\right), \quad (11)$$

где p_* , T_* – эмпирические параметры.

Условия на внешних границах цилиндрического объема ($x = 0$ и $x = H$) при $t > 0$ представляются в виде

$$\left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=0} = 0, \quad \left. \frac{\partial T}{\partial x} \right|_{x=H} = 0, \quad \left. \frac{\partial p}{\partial x} \right|_{x=H} = 0, \quad (12)$$

$$\left. \frac{\partial C_i}{\partial x} \right|_{x=H} = 0 \quad (i = 1, \dots, 5).$$

Начальные условия имеют вид

$$T = T_{h0} \quad (0 \leq x \leq a_0);$$

$$p = p_0, \quad T = T_0, \quad (13)$$

$$C_i = C_{i0} \quad (a_0 < x \leq H) \quad (i = 1, \dots, 5).$$

Система уравнений (1)–(11) с начальными и граничными условиями (12), (13) является замкнутой. При этом на начальном этапе методом крупных частиц [21] осуществляется решение системы уравнений (1)–(3) с соответствующими начальными (13) и граничными условиями (5), (6) и (8)–(12). На втором этапе из условия (7) определяется скорость движения фронта фазового перехода $\dot{x}_{(s)}$, а также по заданному временному шагу – “новые” значения размера области, занятой газогидратом. На третьем этапе конечно-разностным методом решается уравнение (4) для определения поля температуры в области гидрата. Следует отметить, что на каждом временном шаге выделенные этапы выполняются до достижения заданной точности, после чего происходит переход к следующему временному слою.

Для воспламенения гидрата в качестве источника тепла используется слой газовой смеси сравнительно небольшой толщины h ($a_0 < x < a_0 + h$), содержащий газообразный метан. Начальная массовая концентрация метана в этой области выбрана в интервале горения воздушной смеси. Толщина слоя h определяет начальную массу метана и, сле-

довательно, энергию воспламенения гидрата. Во время горения активируется конвективный поток газа, вызванный разницей температуры и давления между областью пламени и областью окружающего газа. За этим следует образование турбулентных вихрей. Подтверждением развитого турбулентного течения являются значения числа Рейнольдса $\sim 10^4$ – 10^5 , полученные исходя из значений скорости потока ~ 10 м/с, характерного размера области горения ~ 0.1 м при кинематической вязкости горячего газа $\sim 10^{-4}$ – 10^{-5} м²/с.

АНАЛИЗ РЕЗУЛЬТАТОВ

Модели турбулентного переноса предполагают, что значения переменных коэффициентов переноса массы, количества движения и тепла равны $D = \nu = \lambda/(\rho c)$. Это обусловлено тем, что диффузионный перенос массы, импульса и тепла совершается в основном за счет одного и того же механизма – турбулентного перемешивания. Это позволяет использовать тройную аналогию в описании коэффициентов переноса. Такой подход соответствует числу Льюиса и числу Прандтля $Le = Pr = 1$. Более точное приближение может быть рассмотрено в рамках двумерных и трехмерных моделей, где возможно применение различных моделей турбулентности для расчета переменных значений коэффициентов переноса.

В данной работе для коэффициентов переноса принято значение $\kappa = \nu = D = 0.1$ м²/с.

Параметры, характеризующие систему, имеют следующие значения: $\mu_1 = 0.016$ кг/моль, $\mu_2 = 0.032$, $\mu_3 = 0.044$, $\mu_4 = 0.018$, $\mu_5 = 0.028$; $c_{p1} = 2483$ Дж/(кг К), $c_{p2} = 913$, $c_{p3} = 837$, $c_{p4} = 2020$, $c_{p5} = 1051$; $\lambda_h = 0.45$ Вт/(м К), $\lambda = 1.0$; $L = 5 \times 10^7$ Дж/кг, $L_h = 5 \times 10^5$, $L_w = 2.38 \times 10^6$; $E_a = 1.7 \times 10^4$ Дж/моль; $k_r = 2 \times 10^5$ м³/(кг с); $E_h = 3 \times 10^4$ Дж/моль; $k_h = 1.2 \times 10^4$ кг/(м² с К); $R = 8.31$ Дж/(моль К); $G = 0.12$; $T_{h0} = 300$ К, $T_{h*} = 10$, $T_0 = 300$; $p_{s0} = 5.5$ МПа, $p_0 = 5$; $h = 0.02$ м, $a_0 = 0.2$ м, $H = 1.2$ м. Вместо массовых концентраций C_i используются объемные концентрации α_i согласно соотношению $C_i = \mu_i \alpha_i / \mu$. При этом во всех расчетах объемное содержание метана в слое $a_0 \leq x \leq a_0 + h$ составляет $\alpha_1 = 5\%$, что соответствует интервалу горения для воздушной смеси ($4\% < \alpha_1 < 15\%$). В другой части расчетной области газом является воздух. Таким образом, для начальных объемных концентраций компонентов газовой смеси имеем следующие значения: $\alpha_1 = 0.05$, $\alpha_2 = 0.19$, $\alpha_3 = 0.0095$, $\alpha_4 = 0.0095$, $\alpha_5 = 0.0741$ для области $a_0 \leq x \leq a_0 + h$ и $\alpha_1 = 0$, $\alpha_2 = 0.2$, $\alpha_3 = 0.01$, $\alpha_4 = 0.01$, $\alpha_5 = 0.78$ для области $a + h \leq x \leq L$.

На рис. 2 для момента времени $t = 5$ с представлена зависимость температуры газа от координаты. Максимальное значение температуры соответ-

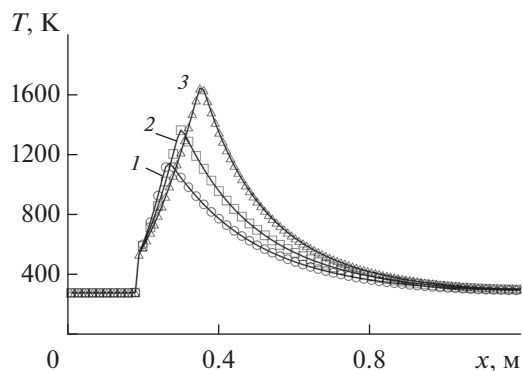


Рис. 2. Распределения температуры газа по координате x : 1 – испарение выделившейся при диссоциации гидрата воды 100%, 2 – 75%, 3 – 50%.

ствует фронту горения. Движение фронта горения происходит по закону, определяемому параболической кривой (рис. 3), что свидетельствует об ускоренном движении. С уменьшением доли воды, превращающейся в пар, происходит увеличение температуры на фронте горения (рис. 2). Так, для случаев превращения в пар 100, 75, 50% диссоциированной воды температура газа на фронте имеет следующие значения: ~1100, ~1400, ~1600 К соответственно. Кроме этого, с уменьшением доли воды, превращенной в пар, происходит увеличение скорости движения фронта горения. Так, при 100%-ном переходе воды в пар координата фронта пламени составляет 0.3 м, а при 50%-ном – 0.4 м.

На рис. 3 представлены концентрации компонентов газа при горении гидрата в момент времени 5 с для случая полного (100%) перехода всей воды, выделившейся при диссоциации, в пар. Фронт горения в этот момент находится в точке с координатой $x \cong 0.27$ м. Основную долю смеси составляет азот (кривая 5). Следующими по порядку убывания концентрации идут продукты горения: водяной пар (кривая 4) и углекислый газ (кривая 3). Максимум концентрации водяного пара соответствует границе ГГ, так как основной причиной появления пара является испарение воды, выделившейся при разложении газогидрата. Максимум концентрации углекислого газа соответствует фронту горения. На фронте горения концентрации метана (кривая 1) и кислорода (кривая 2) принимают нулевое значение. Максимум концентрации метана находится на границе ГГ, где происходит его выделение. Таким образом, наблюдается диффузионный режим горения, в котором доставка горячего и окислителя в зону реакции реализуется в результате диффузии газов с противоположных сторон.

По мере удаления фронта горения от границы ГГ уменьшается градиент температуры, что сопровождается уменьшением потока тепла к границе со стороны газа согласно закону теплопро-

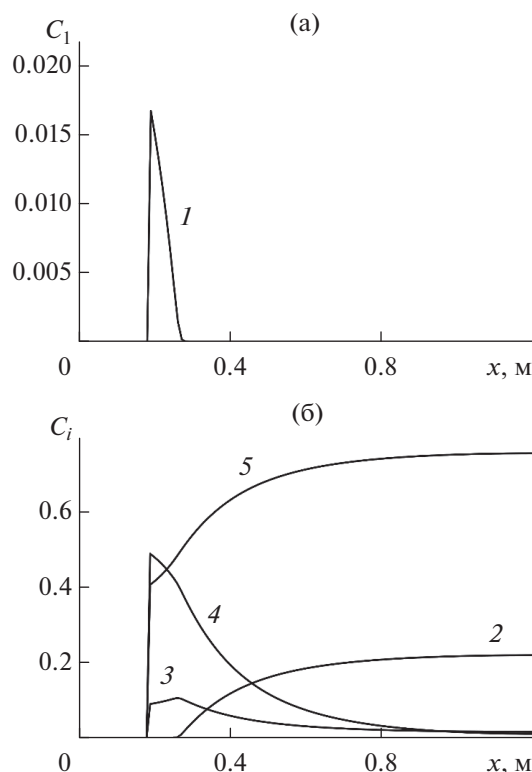


Рис. 3. Распределения по координате x концентраций метана – 1 (а) и компонентов (б): 2 – кислорода, 3 – углекислого газа, 4 – водяного пара, 5 – азота.

водности Фурье. Это в свою очередь вызывает падение интенсивности разложения ГГ и уменьшение концентрации метана на границе ГГ (рис. 4). Кроме того, с уменьшением доли испарившейся воды концентрация метана на границе гидрата увеличивается.

На рис. 5 представлена зависимость движения границы газогидрата от времени. При этом $\Delta x_{(s)} = x_{(s)} - a_0$, где a_0 – начальная координата, соответствующая границе газогидрата. Ход кривых на этом графике свидетельствует о замедлении интенсивности разложения ГГ – с течением времени скорость продвижения (наклон кривой) этой границы вглубь ГГ становится меньше. С уменьшением доли испарившейся воды происходит более быстрое движение границы $x_{(s)}$.

Зависимость температуры газогидрата на границе с газом от времени представлена на рис. 6. Так как процесс горения газовой смеси сначала локализован вблизи поверхности гидрата, происходит интенсивное повышение температуры границы до 15 с. Для 50% испарения температура границы достигает 288 К. С уменьшением доли испарившейся воды происходит увеличение температуры границы гидрата. Но этот рост не обеспечивает интенсивного разложения газогидрата, достаточного для поддержания высокой концен-

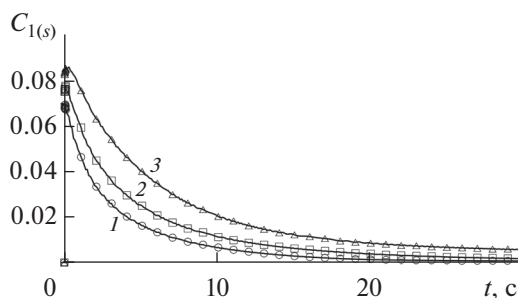


Рис. 4. Зависимости концентрации метана на границе фазового перехода от времени: 1 – испарение выделившейся при диссоциации гидрата воды 100%, 2 – 75%, 3 – 50%.

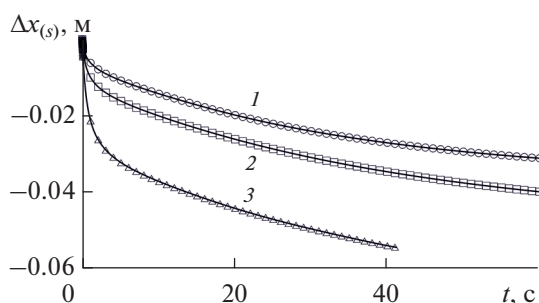


Рис. 5. Зависимости движения границы газогидрата от времени: 1–3 – то же, что на рис. 4.

трации метана на границе. Диффузионный перенос метана от границы ГГ к зоне реакции оказывается более интенсивным, чем выделение метана из ГГ.

Поведение максимального давления газовой смеси представлено на рис. 7. Со временем максимальная амплитуда давления в газовой смеси для случаев испарения 100 и 75% повышается в два раза по сравнению с первоначальной, а при ис-

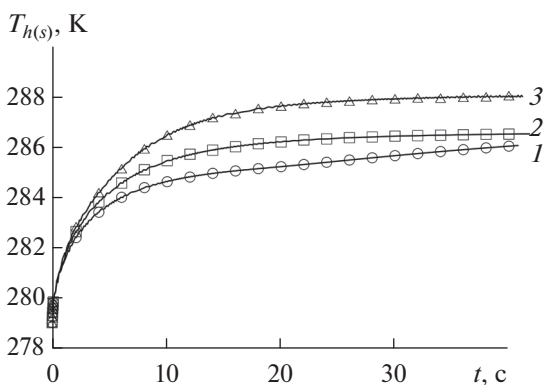


Рис. 6. Зависимости температуры поверхности гидрата от времени: 1–3 – то же, что на рис. 4.

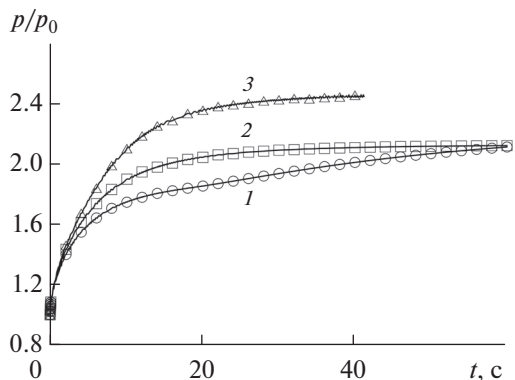


Рис. 7. Зависимости приведенного максимального давления в области от времени: 1–3 – то же, что на рис. 4.

парении 50% влаги давление газовой смеси увеличивается в 2.4 раза.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе представлена математическая модель горения гидрата метана в замкнутом объеме с учетом того, что только часть воды, выделившейся при разложении газогидрата, превращается в пар. На основе численного моделирования установлены следующие особенности горения гидрата с учетом неполного испарения образовавшейся воды при диссоциации гидрата.

- Уменьшение доли воды, превратившейся в пар, приводит к увеличению температуры фронта горения и скорости разложения гидрата.
- Давление газовой смеси, а также интенсивность разложения ГГ возрастают с уменьшением доли воды, превращающейся в пар.
- С течением времени скорость разложения ГГ уменьшается при любой доле испарившейся воды. Это обусловлено, во-первых, тем, что часть тепла, выделяющегося при горении метана, идет лишь на прогрев прифронтной области газогидрата и не приводит к его разложению. Во-вторых, скорость разложения газогидрата уменьшается из-за роста температуры его поверхности (высокие тепловые потери на испарение), а также из-за снижения тепловыделения при горении метана вследствие уменьшения его концентрации.

Исследование выполнено при финансовой поддержке РФФИ в рамках научного проекта № 20-01-00526.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Шаганов В.Ш., Мусакаев Н.Г. Динамика образования и разложения гидратов в системах добычи, транспортировки и хранения газа. М.: Наука, 2016. 237 с.

2. *Anshits A., Kirik N., Shibistov B.* Possibilities of SO₂ Storage in Geological Strata of Permafrost Terrain // *Advances in the Geological Storage of Carbon Dioxide*. 2006. V. 65. P. 93.
3. *Khasanov M.K., Stolpovsky M.V., Gimaltdinov I.K.* Mathematical Model of Injection of Liquid Carbon Dioxide in a Reservoir Saturated with Methane and Its Hydrate // *Int. J. Heat Mass Transfer*. 2019. V. 132. P. 529.
4. *Donskoy I.G., Misyura S.Ya.* Non-isothermal Kinetic Model of the Methane Hydrate Dissociation Process at Temperatures Below Ice Melting Point // *Energy Systems Res.* 2020. V. 3(1). P. 27.
5. *Gaydukova O.S., Misyura S.Ya., Strizhak P.A.* Investigating Regularities of Gas Hydrate Ignition on a Heated Surface: Experiments and Modelling // *Combust. Flame*. 2021. V. 228. P. 78.
6. *Misyura S.Y., Donskoy I.G.* Dissociation and Combustion of a Layer of Methane Hydrate Powder: Ways to Increase the Efficiency of Combustion and Degassing // *Energies*. 2021. V. 14(16). P. 4855.
7. *Misyura S.Y.* Non-stationary Combustion of Natural and Artificial Methane Hydrate at Heterogeneous Dissociation // *Energy*. 2019. V. 181. P. 589.
8. *Misyura S.Y., Manakov A.Y., Morozov V.S., Nyashina G.S., Gaidukova O.S., Skiba S.S., Volkov R.S., Voytkov I.S.* The Influence of Key Parameters on Combustion of Double Gas Hydrate // *J. Nat. Gas Sci. Eng.* 2020. V. 80. P. 103396.
9. *Донской И.Г., Мисюра С.Я.* Экспериментальное и теоретическое исследование диффузионного горения метана над слоем газового гидрата при ламинарном течении воздуха // *ФГВ*. 2022. № 4. С. 52.
10. *Bar-Kohany T., Sirignano W.A.* Transient Combustion of a Methane-hydrate Sphere // *Combust. Flame*. 2016. V. 163. P. 284.
11. *Cui G., Dong Z., Wang S., Xing X., Shan T., Li Z.* Effect of the Water on the Flame Characteristics of Methane Hydrate Combustion // *Appl. Energy*. 2020. V. 259. P. 114205.
12. *Dagan Y., Bar-Kohany T.* Flame Propagation Through Three-phase Methane-hydrate Particles // *Combust. Flame*. 2018. V. 193. P. 25.
13. *Misyura S.Y.* Efficiency of Methane Hydrate Combustion for Different Types of Oxidizer Flow // *Energy*. 2016. V. 103. P. 430.
14. *Васильев А.А., Валишев А.И., Васильев В.А.* Оценка параметров горения и детонации углеводородных газогидратов // *ФГВ*. 2000. Т. 36. № 6. С. 119.
15. *Гималтдинов И.К., Баянов И.М., Столповский М.В., Чиглинцева А.С.* О горении гидрата в замкнутом объеме // *ИФЖ*. 2022. Т. 95. № 3. С. 605.
16. *Wilcox D.C.* Turbulence Modeling for CFD. California: DCW Industries, Inc., 1998.
17. *Smirnov N.N., Nikitin V.F., Legros J.C.* Ignition and Combustion of Turbulized Dust–Air Mixtures // *Combust. Flame*. 2000. V. 123(1–2). P. 46.
18. *Красс М.С., Мерзликин В.Г.* Радиационная теплофизика снега и льда. Л.: Гидрометеиздат, 1990. 262 с.
19. *Стромберг А.Г., Семченко Д.П.* Физическая химия. М.: Высшая школа, 1999. 527 с.
20. *Нигматулин Р.И.* Динамика многофазных сред. Ч. 1. М.: Наука; Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. 464 с.
21. *Белоцерковский О.М., Давыдов Ю.М.* Метод крупных частиц в газовой динамике. М.: Наука; Гл. ред. физ.-мат. лит., 1982. 392 с.