

DOI: [10.7242/1999-6691/2017.10.1.3](https://doi.org/10.7242/1999-6691/2017.10.1.3)

УДК 536.246

МОДЕЛИРОВАНИЕ ПРОЦЕССА ТЕЧЕНИЯ ГАЗА В КАНАЛЕ, СОДЕРЖАЩЕМ ЛЕД, СОПРОВОЖДАЕМОГО ЕГО ТЕПЛОВЫМ РАЗРУШЕНИЕМ

Б.И. Тазетдинов

Бирский филиал Башкирского государственного университета, Бирск, Российская Федерация

Исследование новых, ранее не наблюдавшихся, процессов формирования кратеров правильной осесимметричной формы в зонах вечной мерзлоты требует создания моделей, объясняющих такие явления. В данной работе рассмотрена задача теплового разрушения газожидкостным потоком вертикального канала (скважины), в основном состоящего из льда. В математической модели принято, что в канал на входе подается теплый газ, который, по мере продвижения, отдает часть своей энергии стенкам канала. При этом происходит их тепловое разрушение, продукты которого (вода и порода) за счет высокого давления выносятся потоком к поверхности. Построена система обыкновенных дифференциальных уравнений первого порядка для нахождения основных параметров системы «канал–газовый поток» – давления, температуры и скорости потока, а также массовых расходов потока на входе и выходе и их составляющих (воды и породы). Численная реализация задачи течения восходящего потока в вертикальной скважине разделена на два этапа. На первом этапе решается полученная система обыкновенных дифференциальных уравнений с использованием метода Рунге–Кутты четвертого порядка, при этом для поиска начального значения скорости потока применяется метод стрельбы. Суть метода стрельбы заключалась в том, что скорость на входе подбиралась такой, чтобы на выходе ее максимальное значение не превышало величину скорости звука при местном уровне давления, а давление в конце канала было не ниже атмосферного. Здесь при фиксированных во времени значениях радиуса скважины и характеристик ее теплового влияния устанавливаются параметры газового потока из решения системы обыкновенных дифференциальных уравнений. Для описания разрушения стенок канала используется второй этап. Здесь при найденных распределениях параметров потока совершается шаг по времени, и решается задача определения текущего радиуса скважины и оценки ее теплового влияния на систему. Решение строится с помощью уравнения теплопроводности в квазистационарном приближении. В работе получены критические значения радиусов скважины, при которых меняются режимы течения. Показана динамика изменения параметров потоков процессе теплового разрушения скважины. Выявлено, что с увеличением радиуса канала интенсивность его разрушения возрастает.

Ключевые слова: газожидкостный поток, разрушение вертикального канала, метод стрельбы, метод Рунге–Кутты, квазистационарное решение

SIMULATION OF THE GAS FLOW IN A CHANNEL CONTAINING ICE AND ACCOMPANIED BY ITS THERMAL DESTRUCTION

B.I. Tazetdinov

Birsk Branch of the Bashkir State University, Birsk, Russian Federation

Study of new, not previously observed, processes of formation of axisymmetric regularly shaped craters in permafrost zones requires the creation of models to explain the occurrence of such anomalous phenomena. In this paper, the problem of thermal destruction of the vertical channel (a well) mainly composed of ice and gas-liquid flow is considered. In the developed mathematical model it is assumed that a hot gas is supplied to the channel inlet. When the hot gas moves through the channel, part of its energy is transferred to channel walls, causing thus their thermal destruction. The high-pressure decomposition products of the channel (water and rock) are carried by the flow to the surface. A system of first-order ordinary differential equations is constructed to identify the main parameters of the system “channel-gas flow”: pressure, temperature and flow rate, as well as mass flow and its components (water and rock). Numerical implementation of the upward flow in a vertical borehole consists of two phases. In the first stage, we solve the resulting system of ordinary differential equations using the Runge–Kutta fourth-order method, where the initial values of flow velocity are determined via the method of shooting. With this method, the inlet velocity is taken so that the maximum outlet velocity does not exceed the sound speed at a given local pressure, and the pressure at the end of the channel remains almost the same as the atmospheric one. The parameters of the system of ordinary differential equations are calculated in this case for a fixed radius of the well and its thermal effect. In the second stage, the destruction of channel walls is described. For a given distribution of flow parameters, the time step is performed, and the problem of determining the radii of the borehole and thermal effects is solved. The solution was built using the equation in quasistationary approximation. Simulations give the critical well radius, at which the flow regimes change. The dynamics of parameter changes in the well during its thermal destruction is demonstrated. It has been found that with increasing channel radius the intensity of the channel destruction increases.

Key words: gas-liquid flow, vertical channel destruction, shooting method, Runge–Kutta method, quasi-stationary solution

1. Введение

В последние несколько лет зафиксировано образование кратеров совершенно правильной осесимметричной геометрической формы в зонах вечной мерзлоты, где расположены богатейшие углеводородные залежи. Одной из таких территорий является Ямальский полуостров, на котором идет промышленная добыча газа и нефти. Анализ возникновения таких явлений требует комплексного подхода. С одной стороны, необходимо учитывать текущее состояние геологической структуры зоны вечной мерзлоты. Так, в работе [1] показано, что в настоящее время за счет потепления климата наблюдается обширное таяние, что приводит к деградации зоны вечной мерзлоты как по площади, так и по охвату толщи земли. С другой стороны, необходимо учитывать механизмы образования таких кратеров. В силу

того, что интерес к подобным аномалиям появился совсем недавно, имеется небольшое количество работ, посвященных их изучению. В работе [2] анализируется процесс роста ямальской воронки по мониторинговым снимкам земной поверхности из космоса и результатам проведенной экспедиции. Следует отметить, что формирование ямальского кратера длилось продолжительное время и сопровождалось выбросом породы, что напоминало вылет пробки из бутылки с шампанским. На сегодняшний день известно более чем о пяти таких кратерах. Поэтому установление и моделирование причин, вызывающих их образование, является весьма актуальным для безопасной эксплуатации жилых и промышленных объектов в области вечной мерзлоты, особенно вблизи месторождений полезных ископаемых.

Исходя из множества различных гипотез и оценок причин возникновения этих геологических аномалий можно выделить два основных фактора. Первый — локальное ослабление прочностных характеристик приповерхностного слоя земной коры, состоящего в основном из льда. Второй — наличие ловушек (объемов пород, способных вмещать, аккумулировать и консервировать нефть и/или газ), образующихся вследствие геологических и термобарических изменений. По-видимому, названные факторы можно объединить проникновением теплового газа из более глубоких слоев в приповерхностный слой. Можно также предположить, что кратеры (или воронки) зарождаются спонтанно (лавиннообразно).

Согласно имеющимся данным очагами кратеров являются места (оси) тектонических разломов [3–5]. Начальный этап роста щелей за счет термического разрушения ледяной стенки (или мерзлых пород, где лед является «цементирующим» элементом), протекает медленно. По мере расширения щели (скважины) происходит увеличение скорости потока газа, что может приводить к интенсификации процесса выброса продуктов разрушения, который будет продолжаться до момента снижения давления в полости под ледяной (мерзлой) породой до атмосферного.

В данной работе представлен начальный этап течения газа в вертикальном канале конечной длины, окруженном льдом и инертной средой, не подвергающейся фазовым переходам (это глина, песок и другие твердые породы), то есть за время пребывания продуктов истечения в канале изменение его радиуса будет незначительным.

Заметим, что при описании течения потоков газа в каналах следует помнить, что важную роль играют процессы теплопередачи. Знание параметров последних необходимо при проектировании промышленных объектов. В работе [6] моделируется теплоотдача от газожидкостной смеси, текущей в скважине, в мерзлую породу с учетом происходящих в породе фазовых переходов. Здесь также анализируется влияние твердых отложений на внутренних стенках подъемной колонны скважины. Течению газожидкостного потока в каналах, находящихся в газогидратных массивах, посвящена работа [7]. Для теоретического описания течения двухфазного потока получена система дифференциальных уравнений, связывающих скорости потока, давление и температуру, совместно с которой решается задача определения интенсивности вымывания газогидрата с учетом тепловых полей вокруг скважины. Численная реализация проведена в два этапа. На первом этапе решается задача Коши для установления основных параметров потока, а на втором этапе находятся радиусы канала и оценивается тепловое влияние скважины.

Целью представленной работы является теоретическое описание в стационарном приближении процесса течения газожидкостного потока в вертикальном канале, в основном состоящем из льда. Течение сопровождается разрушением стенок канала.

2. Постановка задачи и основные уравнения

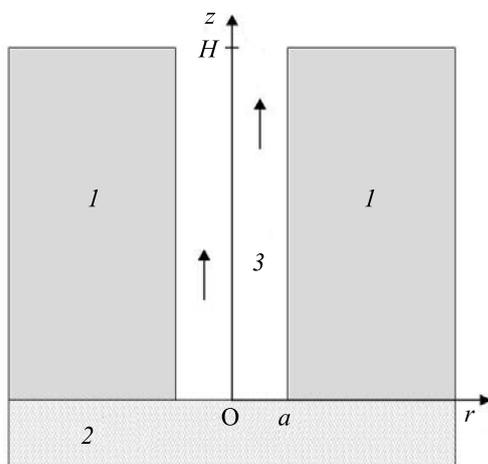


Рис. 1. Технологическая схема: 1 – мерзлая порода (лед, глина, песок и другое), 2 – пласт залежи газа, 3 – газожидкостный поток

Пусть имеется вертикальный цилиндрический канал в мерзлой породе 1, состоящей в основном из льда, глины, песка и другого, через которую из пласта залежи 2 к поверхности земли движется газ. Ось z направим вертикально вверх — по направлению движения газа. Положим, что процесс движения газа сопровождается разрушением стенок канала. Продуктами разрушения, поступающими в поток, будем считать растаявший лед (воду) и породу (инертную среду). В результате поток 3 в вертикальном канале состоит из газа, воды и породы, то есть является трехфазным (Рис. 1). Объемное содержание отдельной фазы обозначим как α_i , где индексы $i = g, w, s$ относятся, соответственно, к газу, воде и инертной среде, причем $\alpha_g + \alpha_w + \alpha_s = 1$.

Уравнения сохранения массы для компонентов потока запишем в односкоростном приближении с учетом того, что массовый расход потока в канале будет изменяться за счет поступления продуктов разрушения канала — воды и породы:

$$\begin{aligned}\frac{dM}{dz} &= J_w + J_s, \\ \frac{dM_w}{dz} &= J_w, \\ \frac{dM_s}{dz} &= J_s.\end{aligned}\quad (1)$$

Здесь $M = \rho Sv$, $M_w = \rho_w \alpha_w Sv$, $M_s = \rho_s \alpha_s Sv$ — массовые расходы потока и продуктов разложения стенок канала. Массовый расход газа определяется как

$$M_g = \rho_g \alpha_g Sv. \quad (2)$$

В формулах (1), (2) обозначено: v — скорость потока; ρ — общая плотность потока, связанная с плотностями компонентов $\rho = \rho_g \alpha_g + \rho_w \alpha_w + \rho_s \alpha_s$; $S = \pi a^2$ — площадь сечения канала, где a — его радиус; J_k ($k = w, s$) — интенсивности поступления воды и инертной среды, образовавшейся за счет абляции:

$$J_k = 2\pi a \sqrt{1 + a'^2} j_k,$$

где j_k — отнесенные, соответственно, к единице длины канала и к единице площади стенки интенсивности поступления воды и инертной среды; $a' = \partial a / \partial z$. Для интенсивности поступления влаги и инертной фазы в поток на основе закона сохранения массы можем записать: $j_w = \rho_l \alpha_l \dot{a}$, $j_s = \rho_s (1 - \alpha_l) \dot{a}$. Здесь: α_l — коэффициент объемного содержания льда в породе; $\dot{a} = \partial a / \partial t$.

Уравнение импульсов для всей трехфазной системы представим в виде [8]:

$$\frac{d}{dz}(Mv) = -\frac{\partial Sp}{\partial z} - S\rho g - F, \quad (3)$$

где p — давление в потоке, g — ускорение силы тяжести, $F = 2\pi a \tau$ — сила гидравлического трения, отнесенная к единице высоты канала, для определения которой используем выражение:

$$\tau = \xi \rho v^2 / 8.$$

Здесь для определения коэффициента гидравлического сопротивления взята формула из [9]

$$\xi = (1,82 \lg(\text{Re}) - 1,64)^{-2},$$

применяемая для широкого диапазона чисел Рейнольдса: $2300 < \text{Re} < 10^6$, где критерий Рейнольдса находится как

$$\text{Re} = 2a\rho v / \mu_g,$$

μ_g — коэффициент динамической вязкости газа.

Запишем также уравнение для изменения энергии потока:

$$\frac{d}{dz} \left(M \left(e + \frac{v^2}{2} \right) \right) = -\frac{\partial}{\partial z} (Spv) - S\rho gv + J_w e_w + J_s e_s - Q. \quad (4)$$

Здесь: $Q = 2\pi a \sqrt{1 + a'^2} q$ — интенсивность отвода тепла, отнесенная к единице длины канала, где q — интенсивность теплообмена между трехфазным потоком и стенкой канала, отнесенная к единице площади стенки канала; $e = e_g + e_w + e_s$, где $e_g = c_{g(w)} T$, $e_w = c_w T$, $e_s = c_s T$, при этом $c_{g(w)}$, c_w , c_s — удельные теплоемкости компонентов потока (для газа — при постоянном объеме). В дальнейшем во всех вышеприведенных уравнениях будем пренебрегать изменением a'^2 по сравнению с единицей.

Газ считаем калорически совершенным

$$p = \rho_g R_g T, \quad (5)$$

а воду и инертную фазу — несжимаемыми; $\rho_w, \rho_s = \text{const}$.

3. Описание абляции стенок

Будем полагать, что поток тепла со стороны трехфазного потока к стенке тратится на расплавление льда вблизи стенки и нагрев мерзлой породы, причем градиент температуры вдоль скважины мал по сравнению с радиальным градиентом:

$$\left| \frac{\partial T}{\partial z} \right| \ll \left| \frac{\partial T}{\partial r} \right|.$$

Тогда условие баланса тепла на поверхности стенки канала можем записать как

$$\lambda_G \frac{\partial T}{\partial r} + q = \rho_l \alpha_l l_f \dot{a}. \quad (6)$$

Здесь: $\lambda_G = \lambda_l \alpha_l + \lambda_s (1 - \alpha_l)$ — коэффициент теплопроводности мерзлого грунта, состоящего из льда и породы соответственно; l_f — теплота плавления льда. Нижние индексы G, l, s соответствуют мерзлой породе, льду и инертной породе соответственно.

Для интенсивности теплового потока воспользуемся формулой

$$q = \beta (T - T_{(s)}), \quad (7)$$

где $\beta = \lambda_g \text{Nu} / (2a)$ — коэффициент конвективного теплообмена, $T_{(s)}$ — температура на стенке канала, равная температуре плавления льда, Nu — число Нуссельта, связанное с числом Прандтля $\text{Pr} = \mu_g c_{g(w)} / \lambda_g$ соотношением [9, 10]:

$$\text{Nu} = (\xi/8) \text{Re Pr} / \left(1 + 12,7 \sqrt{\xi/8} (\text{Pr}^{2/3} - 1) \right).$$

Для определения температурных полей вокруг канала запишем уравнение теплопроводности

$$\rho_G c_G \frac{\partial T_G}{\partial t} = \lambda_G \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_G}{\partial r} \right). \quad (8)$$

Здесь $\rho_G c_G = \rho_l c_l \alpha_l + \rho_s c_s (1 - \alpha_l)$ — объемная теплоемкость мерзлой породы.

Следует отметить, что температурные поля вокруг канала в общем случае являются нестационарными, однако в течение характерных времен процессов, имеющих место в скважине, влияние их нестационарности несущественно [11]. Поэтому для определения радиальных температурных полей вокруг канала воспользуемся решением уравнения теплопроводности по аналогии с методом последовательной смены стационарных состояний [12]. Согласно этому методу, производную по времени в первом приближении можно отбросить ($\partial T / \partial t = 0$), в результате чего для температуры получается уравнение, описывающее ее стационарное распределение. В этом случае уравнение (8) можно представить в виде

$$\frac{\lambda_G}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial T_G}{\partial r} \right) = 0. \quad (9)$$

Его можно решить непосредственным интегрированием.

Для задания граничных условий введем понятие радиуса теплового влияния скважины a_0 . Тогда на границе контакта скважины с окружающей мерзлой породой ($r = a$) будем считать, что температура равна температуре плавления льда: $T_G = T_{(s)}$, а при $r = a + a_0$ — начальной температуре: $T_G = T_0$. Для начального момента времени поле температуры удовлетворяет условию $T_G = T_0$ ($a < r < a + a_0$). Тогда из уравнения (9) с учетом принятых граничных условий получим следующее выражение:

$$T_G = T_0 + \frac{T_{(s)} - T_0}{\ln(a/(a + a_0))} \ln(r/(a + a_0)). \quad (10)$$

Подставляя решение (10) в условие баланса тепла (6), приходим к выражению закона скорости роста радиуса канала \dot{a} следующего вида:

$$\frac{da}{dt} = \frac{1}{\rho_l \alpha_l l_l} \left(\frac{\lambda_G}{a} \frac{T_{(s)} - T_0}{\ln(a/(a + a_0))} + q \right). \quad (11)$$

4. Определение радиуса теплового влияния скважины

Чтобы вывести закон изменения радиуса теплового влияния a_0 со временем, воспользуемся решением уравнения (8) в плоской постановке

$$\rho_G c_G \frac{\partial T_G}{\partial t} = \lambda_G \frac{\partial^2 T_G}{\partial x^2} \quad (12)$$

с граничными условиями $T_G = T_{(s)}$ (при $x = 0$), $T_G = T_0$ при $x = a_0$. Его квазистационарное решение ($\partial T/\partial t = 0$) имеет вид:

$$T_G = T_0 + \frac{T_{(s)} - T_0}{a_0} x. \quad (13)$$

Запишем условие баланса тепла:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_0^{a_0} \rho_G c_G T dx = -\lambda_G \left(\frac{\partial T_G}{\partial x} \right)_0. \quad (14)$$

Подставив (13) в (14) и проинтегрировав, получим выражение для определения длины участка, на котором происходит изменение теплового поля:

$$a_0 = \sqrt{\frac{2(T_{(s)} - T_0)}{T_{(s)} + T_0}} \aleph t \chi. \quad (15)$$

Здесь $\aleph = \lambda_G / (\rho_G c_G)$ — коэффициент температуропроводности мерзлой породы.

5. Уравнения для численных расчетов

Для численного моделирования движения потока вдоль канала методом Рунге–Кутты [13] в качестве неизвестных примем следующие из введенных выше параметров (или функций): M , M_w , M_s , M_g , p , T и υ . Уравнения сохранения массы (1) разрешим относительно производных M , M_w и M_s по координате z , где параметр M_g находится из формулы (2). Уравнение импульсов (3) умножим на υ , найденное выражение вычтем из уравнения энергии (4) и, проведя некоторые математические преобразования, приходим к уравнению для температуры:

$$mc \frac{dT}{dz} = -Sp \frac{\partial \upsilon}{\partial z} - cT(J_w + J_s) + J_w e_w + J_s e_s + F\upsilon - Q. \quad (16)$$

Для отыскания функции υ воспользуемся уравнением Менделеева–Клапейрона (5) с учетом массового расхода вещества в канале и предположения, что газовая фаза является преобладающей: $\rho \approx \rho_g$. Тогда

$$p = mR_g T / (\upsilon S). \quad (17)$$

Дифференцирование уравнения (17) по z дает уравнение:

$$\frac{dp}{dz} - \frac{R_g m}{\upsilon S} \frac{dT}{dz} - \frac{R_g m T}{\upsilon^2 S} \frac{d\upsilon}{dz} = \frac{R_g T}{\upsilon S} \left(J_w + J_s - \frac{m}{S} \frac{dS}{dz} \right). \quad (18)$$

Разрешая (18) относительно dp/dz , dT/dz , dv/dz на основе уравнений (3), (16) и (18), получим:

$$\begin{aligned} \frac{dp}{dz} &= \frac{\Delta^{(p)}}{\Delta}, & \frac{dT}{dz} &= \frac{\Delta^{(T)}}{\Delta}, & \frac{dv}{dz} &= \frac{\Delta^{(v)}}{\Delta}, & (19) \\ \Delta &= \left(mc - p \frac{m}{\rho T} \right) (\rho p S^2 + m^2) + p^2 \rho m \frac{m}{\rho T} \frac{m}{\rho p}, \\ \Delta^{(p)} &= \rho P \left(\left(mc - p \frac{m}{\rho T} \right) (S f^{(p)} + m f^{(v)}) + m \frac{m}{\rho T} (f^{(T)} + p f^{(v)}) \right), \\ \Delta^{(T)} &= (\rho p S^2 + m^2) (f^{(T)} + p f^{(v)}) - p^2 \rho \frac{m}{\rho p} (S f^{(p)} + m f^{(v)}), \\ \Delta^{(v)} &= \frac{1}{S} \left(\frac{m}{\rho p} \Delta^{(p)} - \frac{m}{\rho T} \Delta^{(T)} - f^{(v)} \Delta \right), \\ f^{(p)} &= -S \rho g - F - (J_w + J_s) - p \frac{dS}{dz}, \\ f^{(T)} &= -cT (J_w + J_s) + J_w e_w + J_s e_s + F v - Q, \\ f^{(v)} &= \frac{J_w}{\rho} + \frac{J_s}{\rho} - v \frac{dS}{dz}. \end{aligned}$$

Итак, численное решение задачи течения восходящего потока в вертикальной скважине состоит из двух этапов. На первом этапе решается задача Коши для уравнений (1) и (19) при заданных на входе ($z=0$) начальных значениях давления p_0 , температуры T_0 и скорости v_0 при «замороженных» по времени распределениях a и a_0 , причем начальные значения подбираются таким образом, чтобы давление на выходе из скважины ($z=H$) было больше или равно атмосферному ($p_e \geq p_{\text{атм}}$) и скорость не превышала скорости звука ($v \leq v_e$) при текущем значении давления, где $v_e = \sqrt{\gamma p_e / \rho_e}$, γ — показатель адиабаты газа. Следует отметить, что данное предположение основано на известной теории истечения газа [14]. На втором этапе с использованием найденных распределений параметров потока совершается шаг по времени и решается задача определения радиусов a и a_0 с помощью формул (11) и (15) соответственно.

6. Результаты численных расчетов

На основе полученной системы дифференциальных уравнений проведены численные расчеты при следующих значениях теплофизических параметров системы: $\lambda_s = 0,7 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$; $\lambda_l = 2,2 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$; $\lambda_g = 0,032 \text{ Вт}/(\text{м} \cdot \text{К})$; $l_l = 3 \cdot 10^5 \text{ Дж}/\text{кг}$; $\rho_l = 917 \text{ кг}/\text{м}^3$; $\rho_s = 2300 \text{ кг}/\text{м}^3$; $\rho_w = 1000 \text{ кг}/\text{м}^3$; $c_l = 2100 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$; $c_s = 880 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$; $c_{g(w)} = 1680 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$; $g = 9,81 \text{ м}/\text{с}^2$; $\mu_g = 1,1 \cdot 10^{-5} \text{ Па} \cdot \text{с}$; $R_g = 520 \text{ Дж}/(\text{кг} \cdot \text{К})$; $T_{(s)} = 273 \text{ К}$; $T_g = 293 \text{ К}$; $T_0 = 273 \text{ К}$; $P_g = 0,5 \text{ МПа}$; $\alpha_l = 0,86$; $a = 0,01 \text{ м}$; $H = 40 \text{ м}$.

На рисунке 2 представлены распределения давления, температуры, скорости, общей плотности потока, объемного содержания компонентов (воды и породы) в потоке, радиуса канала по высоте z в различные моменты времени 6, 30, 60 и 90 мин соответственно. На начальном участке течение (при малых значениях радиуса скважины $a < 0,3 \text{ м}$) характеризуется дозвуковым режимом (скорость потока на выходе не достигает скорости звука), давление на выходе остается постоянным и приблизительно равным атмосферному, температура потока по высоте успевает понизиться на десятки градусов и имеет наименьшего значения на выходе. Со временем наблюдается повышение температуры вдоль всего канала. Из-за высокого перепада температур вблизи входа в скважину поступает большое количество продуктов разрушения стенок (вода и порода), поэтому плотность потока в первые 6 минут увеличивается. Разрушение канала при положительной температуре происходит по всей его длине, поэтому объемное содержание продуктов разрушения с высотой будет всегда расти, и его максимальные значения будут соответствовать начальному участку, где радиус канала небольшой, а с увеличением радиуса общая объемная доля продуктов разрушения будет снижаться.

Приблизительно через 60 мин после начала выхода газа (при $a > 0,3 \text{ м}$) поведение параметров потока начинает меняться. Скорость потока на выходе из канала приближается к скорости звука (то есть имеет место эффект звукового запираания). При этом предельном режиме поток, выходящий из канала, может выплескиваться в направлении от центра скважины. Дальнейшее расширение скважины сопровождается увеличением давления на выходе, повышением интенсивности роста радиуса канала со временем (это связано с уменьшением удельной поверхности канала по отношению к массе потока).

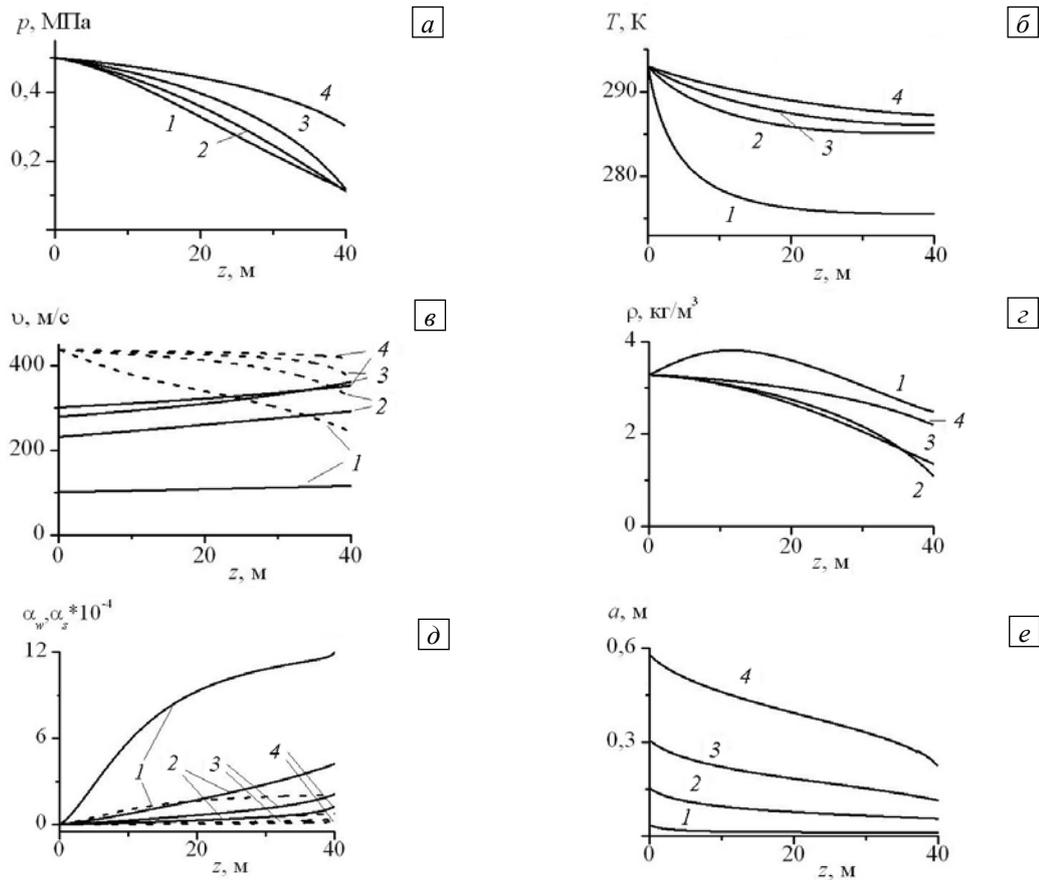


Рис. 2. Распределение давления (а), температуры (б), скорости (штриховые линии отвечают скорости звука при текущем значении давления) (в), общей плотности (г), объемного содержания компонентов (сплошные линии соответствуют воде, штриховые порода) (д) и радиуса (е) по высоте z в различные моменты времени t , мин: 6 (кривая 1); 30 (2); 60 (3); 90(4)

Можно предположить, что на этом этапе процесс течения потока в канале приобретает лавинообразный характер, что может спровоцировать разрушение ледяной стенки и возникновение воронки.

Течение на последующих участках характеризуется снижением скорости потока (дозвуковой режим) и постепенным выравниванием профилей давления, температуры, скорости, плотности и объемного содержания продуктов разрушения.

7. Заключение

В работе исследован процесс разрушения вертикального канала, в основном состоящего из льда, под действием протекающего в нем теплого газа. Получена система дифференциальных уравнений для нахождения распределений основных параметров газожидкостного потока по высоте канала (давления, температуры и скорости). Численная реализация проводилась методом Рунге–Кутты. Найдены критические значения радиуса по высоте, при которых меняется режим течения. Установлено, что при малых значениях радиуса режим течения газа является дозвуковым, и газовый поток на первой половине пути охлаждается до температуры, близкой к температуре породы. С увеличением радиуса тепловой поток из-за неполного охлаждения выносит часть тепла к поверхности. Определено критическое значение радиуса, при котором скорость выхода потока достигает скорости звука при данном значении давления. С дальнейшим увеличением радиуса скорость потока на выходе начинает снижаться и не достигает дозвукового режима.

Литература

1. Оценочный отчет: Основные природные и социально-экономические последствия изменения климата в районах распространения многолетнемерзлых пород: прогноз на основе синтеза наблюдений и моделирования / Под ред. О.А. Анисимова. – ОМННО «Совет Гринпис», 2010. – 44 с. (URL: <http://viktorvoksanaev.narod.ru/4607490.pdf>).
2. Кизяков А.И., Солюшкин А.В., Лейбман М.О., Зимин М.В., Хомутов А.В. Геоморфологические условия образования воронки газового выброса и динамика этой формы на центральном Ямале // Криосфера Земли. – 2015. – Т. XIX, № 2. – С. 15-25.
3. Богоявленский В.И. Угроза катастрофических выбросов газа из криолитозоны Арктики. Воронки Ямала и Таймыра // Бурение и нефть. – 2014. – № 10. – С. 4-9.

4. Лейбман М.О., Плеханов А.В. Ямальская воронка газового выброса: результаты предварительного обследования // Холод'ОК! – 2014. – № 2 (12). – С. 9-15.
5. Эпов М.И., Ельцов И.Н., Оленченко В.В., Потанов В.В., Кушнарченко О.Н., Плотников А.Е., Синецкий А.И. Бермудский треугольник Ямала // Наука из первых рук. – 2014. – № 5 (59). – С. 14-23.
6. Мусакаев Н.Г., Шагапов В.Ш. Теоретическое моделирование работы газонефтяной скважины в осложненных условиях // ПМТФ. – 1997. – Т. 38, № 2. – С. 125-134. (English version DOI).
7. Шагапов В.Ш., Чиглинцева А.С., Сыртланов В.Р. О возможности вымывания газа теплой водой из газогидратного массива // Теплофизика высоких температур. – 2008. – Т. 46, № 6, – С. 911-918. (English version DOI).
8. Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. – М.: Наука, 1987. – Ч. 1. – 464 с, Ч. 2. – 360 с.
9. Мартыненко О.Г., Михалевиц А.А., Шикова В.К. Справочник по теплообменникам: в 2-х т. – М.: Энергоатомиздат, 1987. – Т. 1. – 560 с.
10. Петухов Б.С. Вопросы теплообмена: избранные труды. – М.: Наука, 1987. – 278 с.
11. Пудовкин М.А., Саламатин А.Н., Чугунов В.А. Температурные процессы в действующих скважинах. – Казань: Изд-во Казанского университета, 1977. – 168 с.
12. Чарный И.А. Подземная гидрогазодинамика. – М.-Ижевск: Институт компьютерных исследований, 2006. – 436 с.
13. Демидович Б.П., Марон И.А., Шувалова Э.З. Численные методы анализа. Приближение функций, дифференциальные и интегральные уравнения. – М.: Наука, 1967. – 368 с.
14. Дейч М.Е. Техническая газодинамика. – М.-Л.: Госэнергоиздат, 1961. – 671 с.

References

1. *Otsenochny otchet: Osnovnye prirodnye i social'no-ekonomicheskie posledstviya izmeneniya klimata v rajonakh rasprostraneniya mnogoletnemerzlykh porod: prognoz na osnove sinteza nablyudenij i modelirovaniya* [Evaluation Report: Main natural and socio-economic impacts of climate change in the areas of permafrost: a forecast based on the synthesis of observations and modeling], ed. by O.A. Anisimov. (URL: <http://viktorvoksanaev.narod.ru/4607490.pdf>).
2. Kizyakov A.I., Sonyushkin A.V., Leibman M.O., Zimin M.V., Khomutov A.V. Geomorphological conditions of the gas-emission crater and its dynamics in central Yamal. *Kriosfera Zemli* [Earth's Cryosphere], 2015, vol. XIX, no. 2, pp. 15-25.
3. Bogoyavlenskiy V.I. Ugroza katastroficheskikh vybrosov gaza iz kriolitozony Arktiki. Voronki Yamala i Tajmyra [Threat of catastrophic gas emissions from the Arctic permafrost zone. Funnels of Yamal and Taimyr]. *Burenie i nefi' – Drilling and Oil*, 2014, no. 10, pp. 4-9.
4. Leibman M.O., Plekhanov A.V. Yamal funnel gas emissions: preliminary results of a survey. *Cold'OK*, 2014, no. 2(12), pp. 9-15.
5. Epov M.I., Eltsov I.N., Olenchenko V.V., Potapov V.V., Kushnarenko O.N., Plotnikov A.E., Sinitcky A.I. The Bermuda triangle Yamal. *Science First Hand*, 2015, vol. 41, no. 2, pp. 14-23.
6. Musakaev N.G., Shagapov V.S. Theoretical modeling of operation of a gas-oil well under complicated conditions. *J. Appl. Mech. Tech. Phys.*, 1997, vol. 38, no. 2, pp. 280-288. DOI
7. Shagapov V.Sh., Chiglintseva A.S., Syrtlanov V.R. Analysis of the process of washing-out the gas from gas-hydrate deposit by warm water. *High Temp.*, 2008, vol. 46, no. 6, pp. 841-848. DOI
8. Nigmatulin R.I. *Dynamics of multiphase media*. Hemisphere, N.Y., 1990. Vol. 1, 532 p., vol. 2, 388 p.
9. Martynenko O.G., Mikhalevich A.A., Shikova V.K. *Spravochnik po teploobmennikam* [Handbook of heat exchangers]. Moscow: Energoatomizdat, 1987, vol. 1. 560 p.
10. Petukhov B.S. *Heat transfer questions. Selected works*. Moscow: Nauka, 1987. 278 p.
11. Pudovkin M.A., Salamatin A.N., Chugunov V.A. *Temperaturnye protsessy v deistvuyushchikh skvazhinakh* [Thermal processes in the existing wells]. Kazan: Kazan University, 1977. 168 p.
12. Charny I.A. *Podzemnaya gidrogazodinamika* [Underground fluid dynamics]. Moscow-Izhevsk: Institute of Computer Science, 2006. 436 p.
13. Demidovich B.P., Maron I.A., Shuvalova E.Z. *Chislennye metody analiza. Priblizhenie funktsij, differentsial'nye i integral'nye uravneniya* [Numerical methods of analysis. Approximation of functions, differential and integral equations]. Moscow: Nauka, 1967. 368 p.
14. Deitch M. E. *Tekhnicheskaya gazodinamika* [Technical gas dynamics]. Moscow-Leningrad: Gosenergoizdat, 1961. 671 p.

Поступила в редакцию 23.06.2016; опубликована в электронном виде 30.03.2017