

УДК 532.529:551.213.3

© 2003 г. А. А. БАРМИН, О. Э. МЕЛЬНИК, А. Б. СТАРОСТИН

МОДЕЛИРОВАНИЕ ВЛИЯНИЯ ПРИТОКА ВОДЫ НА ТЕЧЕНИЕ В КАНАЛЕ ВУЛКАНА

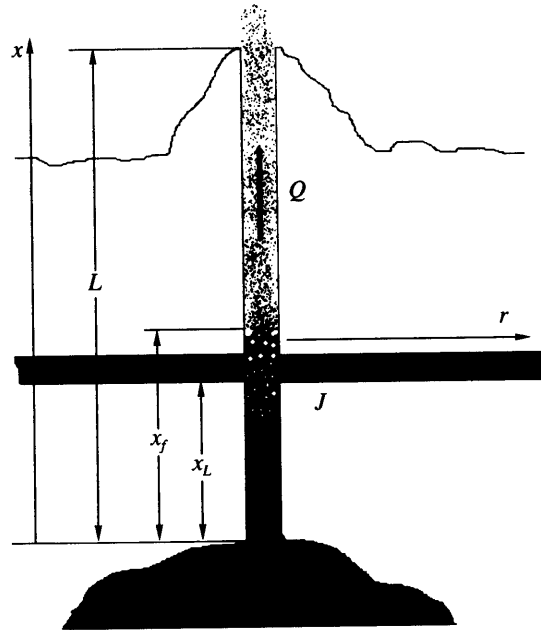
Исследовано влияние на процесс извержения притока воды или пара в канал вулкана из прилежащего водонасыщенного пласта. Рассмотрены как стационарные, так и нестационарные процессы. Выявлены физические особенности таких извержений. Математическая модель такого извержения предложена впервые.

Ключевые слова: многофазные течения, фильтрация, вулканическое извержение магмы, фронт фрагментации.

Течение магмы в канале вулкана при извержении – это сложный процесс. Во-первых, магма – многофазная среда: расплав, пузырьки газа (в основном водного пара), кристаллы, растворенный газ. Во-вторых, механические свойства магмы, такие как вязкость, сильно зависят от ее состояния, в частности от содержания растворенного газа. В-третьих, при подъеме магмы давление в ней меняется на несколько порядков (10^8 – 10^5 Па) так, что могут происходить переходы от гомогенной жидкости до газозвеси. Существенное влияние на характер извержения оказывает количество растворенного в магме газа. Если оно достаточно велико (~7%), то возможен переход от спокойного (экструзивного), когда происходит медленное выдавливание лавового купола, к взрывоподобному (эксплозивному) типу извержения, когда из жерла вытекает струя газозвеси и расход увеличивается на порядки.

В настоящее время существует ряд математических моделей, описывающих различные движения сильновязких газонасыщенных магм. Эти модели учитывают зависимость вязкости от параметров магмы, отток выделившегося газа из магмы через систему связанных пузырьков (пористую жидкую среду) [1], неравновесность по давлению между пузырьками газа и расплавом [1, 2], кристаллизацию во время подъема [2] и ряд других эффектов. В результате численного эксперимента на основе этих моделей выявлен и объяснен ряд процессов, имеющих место при извержениях. В частности, возможность двух типов извержения: эксплозивного и экструзивного. Объяснен переход от одного решения к другому, выявлены причины циклического изменения расхода в процессе извержения.

В настоящей работе на основе построенных ранее моделей рассмотрен случай, когда в канал вулкана в процессе извержения поступает вода (пар) из прилегающего водонасыщенного пласта. Такие извержения называются фреатоматматическими. При поступлении воды (пара) в горячую магму происходит ряд физико-химических процессов, приводящих к изменению свойств магмы и ее параметров. Это может привести к изменению характера извержения, в том числе к резкому увеличению расхода, хотя массовая доля поступившей воды составляет несколько процентов от расхода. Приводимые ниже модели учитывают процессы взаимодействия воды и магмы интегрально, и уже такой учет показывает, что возможны существенные изменения характера извержения. До настоящего времени математические модели таких извержений не рассматривались.



Фиг. 1. Система канал – пласт: x_f – фронт фрагментации, x_L – положение водосодержащего пласта

1. Модель фреатомагматического извержения сильновязких газонасыщенных магм.

Рассмотрим фреатомагматическое извержение в системе канал – пласт (фиг. 1). Канал цилиндрический, кругового сечения диаметром $D \approx 30$ м. По каналу поднимается магма, расплав, содержащий пары воды. С падением давления водяной пар выделяется из расплава в пузырьки. Будем рассматривать взрывное извержение, при котором в канале происходит разрушение пузырьковой жидкости с последующим образованием газозвеси. В газозвеси частицы фрагментировавшегося расплава взвешены в водяном паре. Пласт пересекает канал на глубине x_L и имеет толщину h_L . Вследствие перепада давления между пластом и каналом вода (пар) будет поступать в него, изменяя концентрацию пузырьков в магме. Поскольку давление в канале на глубине x_L может меняться в процессе извержения, приток воды в канал также будет нестационарным.

Рассмотрение течения в канале основывается на моделях, предложенных в работе [1]. Большая вязкость расплава и малые размеры пузырьков, а также малые размеры частиц дают основание пренебречь их скоростью относительно расплава или газа, т.е. считать вмороженными в несущую среду [1].

За характерную скорость примем среднюю скорость подъема магмы из очага при взрывном извержении [1] $v_0 \approx 10$ м/с, за характерную длину – длину канала $L \approx 5 \cdot 10^3$ м, за характерное давление – давление насыщения $P_0 = c_0^2/k_p^2 \approx 10^8$ Па ($c_0 = 0.01-0.07$ – начальная массовая концентрация воды в магме), за максимальный избыток давления в пузырьке – $\Delta P \approx 10^7$ Па [1], за характерную вязкость расплава – $\mu_0 \cdot 10^7$ Па · с [2]. Характерное время изменения давления в канале $\tau_p = \Delta PL/(Pv_0)$ много больше характерного времени релаксации давления в пузырьке $\tau_\eta = \mu_0/\Delta P$, поэтому можно считать, что давление в пузырьке не отличается от давления в окружающем его расплаве [2].

Длина переходной зоны между пузырьковой жидкостью и газозвесью мала по сравнению с длиной канала [1], что дает возможность моделировать переходную зону поверхностью разрыва, фронтом фрагментации. В качестве критерия фрагментации применим равенство объемной доли пузырьков α некоторому критическому значению $\alpha = \alpha_{cr}$ [3] (в расчетах $\alpha_{cr} = 0.6$). Положение фронта фрагментации характеризуется координатой x_f .

Пусть за некоторое время из пласта вытек малый объем воды V температурой T_w . Он формирует у стенок канала в зоне притока цилиндрический слой толщиной $\Delta l \ll D$. Для нагрева и испарения этого слоя требуется тепло $U_V = \lambda_w \rho_w h_L \Delta l$, тогда как подток тепла к слою $q_V = \pi D h_L \theta (T_0 - T_w) / \Delta l$. Тогда для объема воды V время испарения $t_* = U_V / q_V$ много меньше времени его истечения $t_V = \rho_w V / J_0$. Поэтому предполагается, что поступающая в канал вода мгновенно вскипает и смешивается с газообразной фазой.

В зонах без притока течение можно считать изотермическим, так как величина работы внутренних сил за характерное время мала по сравнению с внутренней энергией магмы: $P_0 v_0 t_0 / (\rho_m c_m T_0 L) < 10^{-2}$.

В пузырьковой жидкости $Re = \rho_m v_0 D / \mu_0 \ll 1$, поэтому течение ламинарное и сила сопротивления вычисляется по формуле Пуазейля: $f_0 = 32 \mu_0 v / D^2$, в газозвеси она пренебрежимо мала по сравнению с силой тяжести.

Выпишем уравнения для течения магмы в одномерной нестационарной постановке при учете притока воды из водонасыщенного пласта. Расплав и пар, растворенный в нем, будем моделировать несжимаемой жидкостью с плотностью ρ_m . Свободный водяной пар в пузырьках будем считать совершенным газом с плотностью ρ_g . В безразмерных переменных система имеет вид

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho v}{\partial x} = \kappa J, \quad \frac{\partial(1-c)(1-\alpha)}{\partial t} + \frac{\partial(1-c)(1-\alpha)v}{\partial x} = 0 \quad (1.1)$$

$$Fr \rho \left(\frac{\partial v}{\partial t} + v \frac{\partial v}{\partial x} \right) = -\gamma \frac{\partial P}{\partial x} - \rho - \mu v - Fr \kappa v J \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial T}{\partial t} + v \frac{\partial T}{\partial x} = \sigma P \frac{\partial v}{\partial x} - \kappa q - \kappa J T \quad (1.3)$$

$$c = \sqrt{P}, \quad \rho = \alpha \rho_g + (1-\alpha), \quad \rho_g = \frac{P_0}{\rho_m R T_0} \frac{P}{T} \quad (1.4)$$

$$\alpha < \alpha_{cr}: \quad \lg \mu = -3.545 + 0.833s + \frac{9601 - 2368s}{T - (195.7 + 32.25s)}, \quad s = \ln(100 \cdot c) \quad (1.5)$$

$$\alpha \geq \alpha_{cr}: \quad \mu = 0$$

$$Fr = \frac{v_0^2}{Lg} \left(v_0 = \frac{\rho_m g D}{32 \mu_0} \right), \quad \kappa = \frac{\rho_w 2L}{\rho_m D}, \quad \gamma = \frac{P_0}{\rho_m g L}, \quad \sigma = \frac{P_0}{\rho_m c_m T_0} \quad (1.6)$$

Здесь α – объемная концентрация газа, c – содержание воды в расплаве, ρ , P , T – плотность, давление и температура смеси, J , q – приток массы и конвективный приток тепла из пласта в канал. Течение магмы описывается уравнениями неразрывности для смеси в целом и магматического расплава (1.1), уравнениями импульса (1.2), уравнениями энергии (1.3) и дополнительными соотношениями (1.4), (1.5). Согласно критерию фрагментации, при $\alpha < \alpha_{cr}$ по каналу течет пузырьковая жидкость, при $\alpha \geq \alpha_{cr}$ – газозвесь.

Параметры течения отнесены к плотности расплава ρ_m , давлению насыщения P_0 , температуре магмы в очаге T_0 , длине канала L и вязкости магмы $\mu_0 = \mu(P_0, T_0)$ (1.5) [4]. Течение зависит от следующих безразмерных параметров: Fr , κ , γ , σ .

На входе в канал давление и температура считаются постоянными в процессе извержения. В стационарном случае давление на выходе равно атмосферному или скорость равна локальной скорости звука. В нестационарном случае давление фиксировано до тех пор, пока скорость потока на выходе из канала не превысит локальную скорость звука [1].

Течение воды в водонасыщенном пласте описывается уравнением неразрывности, законом Дарси и уравнением состояния

$$n \frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div} \rho v = 0, \quad v = -\frac{k}{\mu_w} \text{grad} P \quad (1.7)$$

$$\rho = \rho_w (1 + \alpha_w (P - P_{atm}))$$

Здесь $\alpha_w = 10^{-9} \text{ Па}^{-1}$ – коэффициент объемного расширения, k – проницаемость пласта $10^{-16} - 10^{-11} \text{ м}^2$, $\mu_w = 1.1 \cdot 10^{-4} \text{ Па} \cdot \text{с}$ – вязкость воды, $\rho_w = 10^3 \text{ кг/м}^3$ – плотность воды при давлении $P_{atm} = 10^5 \text{ Па}$.

Система уравнений после тождественных преобразований сводится к дифференциальному уравнению относительно давления

$$\frac{\partial P}{\partial t} - \frac{k}{m \alpha_w \mu_w} (1 + \alpha_w (P - P_{atm})) \Delta P - \frac{k}{m \mu_w} (\nabla P)^2 = 0 \quad (1.8)$$

Членами $k/(m \mu_w)(P - P_{atm}) \Delta P$ и $k/(m \mu_w) \nabla P^2$ можно пренебречь по сравнению с частной производной давления по времени [5]. Переходя к безразмерным величинам, получаем

$$\frac{\partial P}{\partial t} = \chi \Delta P, \quad \chi = \frac{k}{m \alpha_w \mu_w v_0 D} \quad (1.9)$$

Граничные условия состоят из фиксированного давления на бесконечности P_∞ и давления в канале P^C , равного давлению магмы в канале на уровне пласта. В начальный момент давление в пласте постоянно

$$r = r_\infty \gg 1: \quad P(r, t) = P_\infty$$

$$r = 0.5: \quad P(r, t) = P^C(t) \quad (J > 0), \quad \frac{\partial P}{\partial r} = 0 \quad (J = 0) \quad (1.10)$$

$$t = 0: \quad P(r, 0) = P_\infty$$

Здесь r – расстояние от центра канала, отнесенное его диаметру D .

Системы уравнений для канала и пласта связываются за счет граничных условий: равенство давлений в канале и на выходе из пласта и источниковых членов в уравнениях в канале (1.1), (1.3), задающих приток массы и тепла из пласта

$$J = \xi \frac{\partial P}{\partial r}, \quad q = J \left(\frac{c_w (T_e(P) - T_w)}{c_m T_0} + \frac{\lambda_w}{T_0} + \frac{c_v (T - T_e(P))}{T_0} \right) \quad (1.11)$$

$$\xi = \frac{k P_0}{\mu_w D v_0}$$

$$\ln \left(\frac{P}{P_{atm}} \right) = A + \frac{B}{T_e}, \quad A = 12.512, \quad B = -4611.73 \text{ К}, \quad P_{atm} = 10^5 \text{ Па}$$

Здесь c_w , c_v – коэффициенты теплоемкости воды и пара, λ_w – теплота парообразования воды, T_e – температура равновесного кипения воды [5].

Стационарная задача в канале решается методом пристрелки с использованием стандартного пакета решения систем обыкновенных дифференциальных уравнений. Система уравнений (1.1) с соответствующими граничными условиями в стационарном случае и заданным расходом магмы интегрировалась до выполнения условия для верхней границы канала. Вычисленная длина L' сравнивалась с истинной длиной канала L , затем численное интегрирование повторялось со скорректированным расходом.

Нестационарная задача фильтрации (1.9) с соответствующими граничными и начальными условиями решается методом прогонки. Условие на бесконечности заменяется условием на фиксированном радиусе r_{∞} , до которого заводом не распространятся большие возмущения за время рассмотрения течения $t < 10t_0$: $(r_{\infty}/P_0)\partial P/\partial r < 10^{-3}$.

Система уравнений (1.1)–(1.5) совместно с соответствующими граничными и начальными условиями решалась по схеме Лакса–Фредерикса [6, 7]. Для применения метода требуется представить систему (1.1)–(1.5) в дивергентном виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial f(u)}{\partial x} = \psi(x, t), \quad A(u) = \frac{\partial f}{\partial u}$$

$$u = (\rho, Q, \zeta, U), \quad \zeta = (1 - c)(1 - \alpha), \quad U = \rho c_m T \tag{1.12}$$

$$f(u) = \left(Q, P + \frac{Q^2}{\rho}, \zeta \frac{Q}{\rho}, (P + U) \frac{Q}{\rho} \right) = \left(J, -\rho g - f_0, 0, -(\rho g + f_0) \frac{Q}{\rho} + q \right)$$

Разбиение по координате равномерное $\{x_i | i = 1 \dots N\}$, $\Delta x = x_{i+1} - x_i$, шаг по времени Δt_k определяется из CFL-условия [6]. Функция $u(x, t)$ в текущий момент времени t_k аппроксимируется кусочно-линейной функцией $u_{appr}(x, t_k)$ на простой сетке, если k – четное, и на сдвинутой, если k – нечетное. Расчетная формула метода выводится из аппроксимации интеграла уравнения (1.12) по клетке $[x_i, x_{i+1}] \times [t_k, t_k + \Delta t_k]$.

Установившиеся профили давления в нестационарной задаче совпадают со стационарными с точностью до 2% при количестве узлов $N = 50$, и до 0.1% при $N = 500$.

2. Режимы стационарного течения магмы при притоке воды в канал. В стационарной постановке течение в пласте не рассматривается. Приток массы J в уравнении (1.1), а по (1.11) приток тепла q в (1.3) считаются постоянными и заданными. Рассмотрим расход на выходе из канала $Q = \rho v$ и положение фронта фрагментации x_f как функции от положения пласта x_L и интенсивности притока J : $Q(x_L, J)$, $x_f(x_L, J)$. Нижний индекс 0 припишем характеристикам при нулевом притоке: $Q_0 = Q(x_L, 0)$, $x_{f0} = x_f(x_L, 0)$. Расход отнесем к Q_0 , положения фронта фрагментации и пласта – к L .

В зависимости от положения пласта и интенсивности притока возможны три режима течения: 1) вода из пласта поступает в зону пузырьковой жидкости $x_L + h_L \leq x_f$, 2) фронт фрагментации лежит в зоне притока $0 < x_f - x_L < h_L$, и вода поступает частично в газозвесь, частично в пузырьковую жидкость, 3) вода из пласта поступает в зону газозвеси $x_L \geq x_f$. Опишем основные особенности режимов, выясненные в результате численных экспериментов.

Задача решалась численно для $Fr = 2.46$, $\kappa = 133.33$, $\delta = 0.04$, $\gamma = 1.21$. На фиг. 2, 3 представлены зависимости расхода $Q(x_L)$ и фронта фрагментации $x_f(x_L)$. Резкое изменение производных построенных зависимостей (“излом”) соответствует переходу от одного режима к другому.

В первом режиме, когда вода поступает в пузырьковую жидкость, происходит увеличение концентрации газа, т.е. объемной доли пузырьков α . Это приводит к достижению условия фрагментации при большем давлении (меньшем c), и фронт фрагментации опускается ниже, чем при отсутствии притока воды $x_f < x_{f0}$ (фиг. 3). В результате протяженность зоны пузырьковой жидкости уменьшается, её вес и сопротивление падают, а расход становится больше, чем при отсутствии притока ($Q > Q_0$). В зависимости от интенсивности притока воды расход магмы на выходе из канала может увеличиваться в несколько раз (если $J/c_0 Q_0 \approx 1.0$, $x_L/L \approx 0.5$, $T/T_0 \approx 0.8$, то $Q/Q_0 \approx 2$).

Однако расход растет с увеличением x_L до тех пор, пока фронт фрагментации не совпадет с верхней границей слоя ($x_L + h_L = x_f$). Это связано с охлаждением магмы за счет расхода тепла на нагрев и испарение поступившей воды и тем самым с резким увеличением вязкости пузырьковой жидкости (сопротивления) (см. (1.5)). При фиксированном J чем выше расположен пласт, тем больше на его границе концентрация пузырьков в магме α и поэтому меньше расстояние от пласта до фронта фрагментации: $x_f - (x_L + h_L)$. Тем самым короче зона с высокой вязкостью, т.е. суммарное сопротивление меньше, а расход больше. Когда пласт оказывается на такой высоте, что поступившей воды достаточно для достижения α_{cr} , фронт фрагментации совпадает с верхней границей пласта ($x_L + h_L = x_f$).

При больших x_L поступающего пара больше, чем необходимо для фрагментации, фронт фрагментации оказывается внутри зоны подтока и часть пара поступает непосредственно в газовзвесь (режим 2). Поэтому в этом режиме $Q(x_L, J)$ и $x_f(x_L, J)$ близки при различных J_0 (фиг. 2, 3). Так как x_f увеличивается с ростом x_L , то вес и сопротивление пузырьковой зоны растут, а, как следствие, расход падает, и при $x_L + h_L = x_f$ имеется максимум.

При $x_f \leq x_L$ приток происходит в зону газовзвеси (режим 3). В этом режиме течение в основном обуславливается граничным условием “запирания” ($v = a$), определяющим расход. В результате притока пара плотность газовзвеси падает тем сильнее, чем больше x_L . Это приводит к монотонному уменьшению расхода с ростом x_L , и тем самым к увеличению зоны пузырьковой жидкостью: x_f растет (фиг. 2, 3).

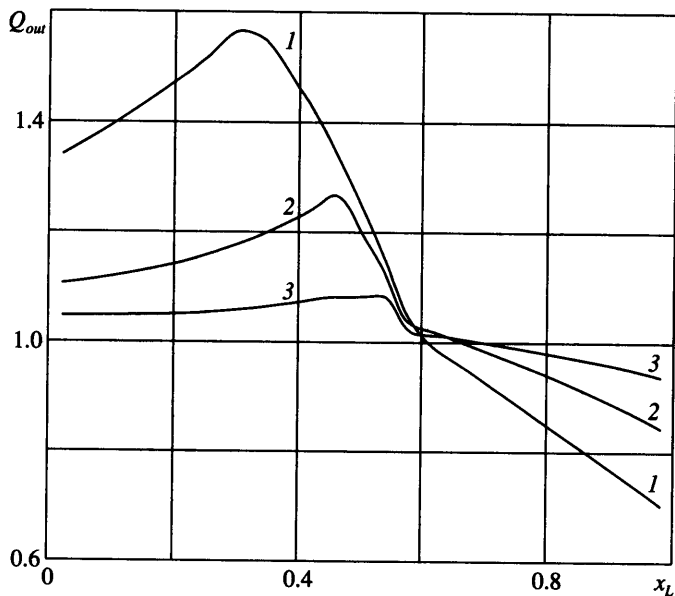
Качественное поведение приведенных зависимостей сохраняется и при вариации безразмерных параметров в физически допустимых пределах.

3. Динамика взрывного извержения с притоком воды из пласта. Моделировалась ситуация, когда извержение вулкана начинается в результате разрушения “пробки”, расположенной в канале на высоте x_p . Предполагается, что в начальный момент давление под пробкой соответствует условиям фрагментации $\alpha = \alpha_{cr}$, $P_f = (1 - \alpha \rho_g / ((1 - \alpha) \rho_0))^2$, тогда положение пробки определяется давлением на входе в канал. Начальные условия в канале определялись из уравнений неразрывности (1.1), уравнения гидростатики и уравнения состояния для магмы

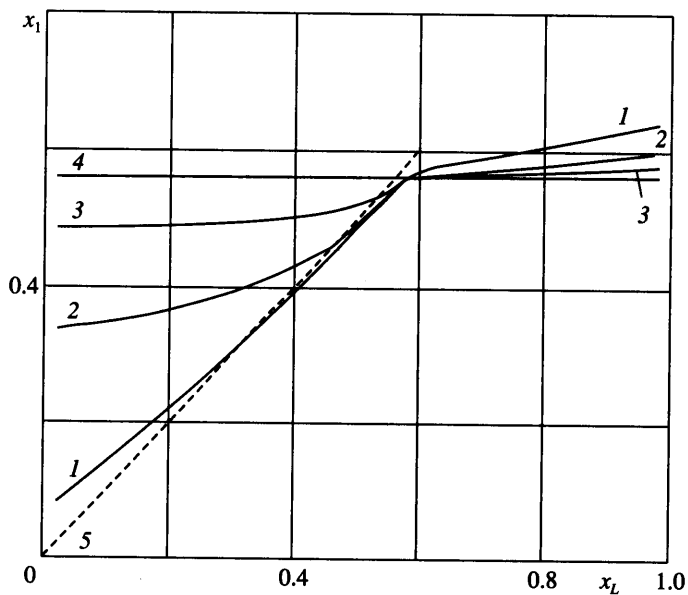
$$\frac{\partial P}{\partial x} = -\rho g, \quad \rho = \alpha \rho_g + (1 - \alpha) \rho_m$$

$$P(0) = P_{ch}, \quad P(1) = P_{atm}; \quad x = x_p - 0, \quad \alpha = \alpha_{cr}$$

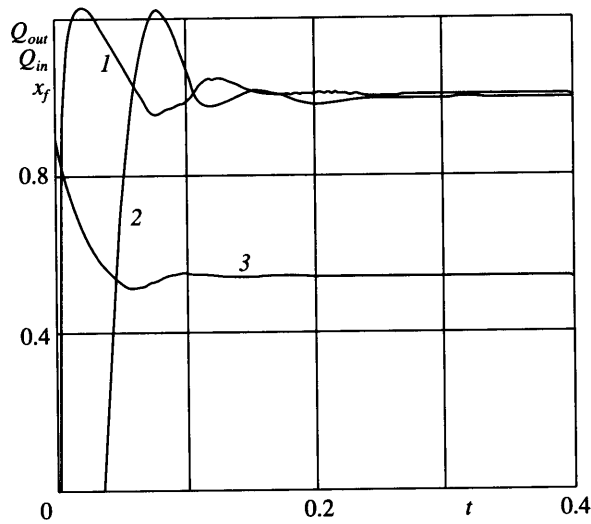
При этих условиях разрушение пробки при $t = 0$ обуславливает взрывное извержение. Нестационарная задача (1.1)–(1.5), (1.9)–(1.11) решалась методом, описанным в [6, 7]. Динамика взрывного извержения без притока представлена на фиг. 4 для значений $Fr = 2.46$, $\kappa = 133.33$, $\delta = 0.04$, $\gamma = 1.21$, $x_p = 0.90$. На начальной стадии формируются ударная волна, уходящая по газовзвеси вверх, и волна разрежения, распространяющаяся вниз по пузырьковой жидкости. Выход ударной волны из канала и падение скорости за ней в волне разрежения приводят к максимуму расхода на выходе (фиг. 4). Внутри волны разрежения движется фронт фрагментации, на котором давление постоянно, так как обеспечивается условие $\alpha = \alpha_{cr}$. При этом зона пузырьковой жидкости уменьшается, что приводит к росту градиента давления и увеличению скорости магмы. В результате образовавшегося течения после выхода ударной волны в атмосферу расход на поверхности Q_{out} растет, достигая максимума, а затем убывает из-за опустошения канала. При достижении полной разрежения начала канала в него начинает поступать свежая магма. Расход поступающей магмы Q_{in} в начале резко растет и проходит через максимум в момент, когда свежая магма достигает поверхности, при этом Q_{out} начинает расти. Через $(0.2-0.3)L/v_0$ течение выходит на стационарный режим: $Q_{out} = Q_{in}$, $x_f = \text{const}$.



Фиг. 2. Зависимость расхода магмы в канале Q_{om} от x_L при притоках воды из пласта: $J' = Jh_l/Q_0c_0 = 1.15, 0.38, 0.13$ (кривые 1–3)



Фиг. 3. Зависимость x_f от x_L при притоках: $J' = 1.15, 0.38, 0.13, 0$ (кривые 1–4). Пунктирная линия 5: $x_L = x_f$, отделяет первый и второй режимы



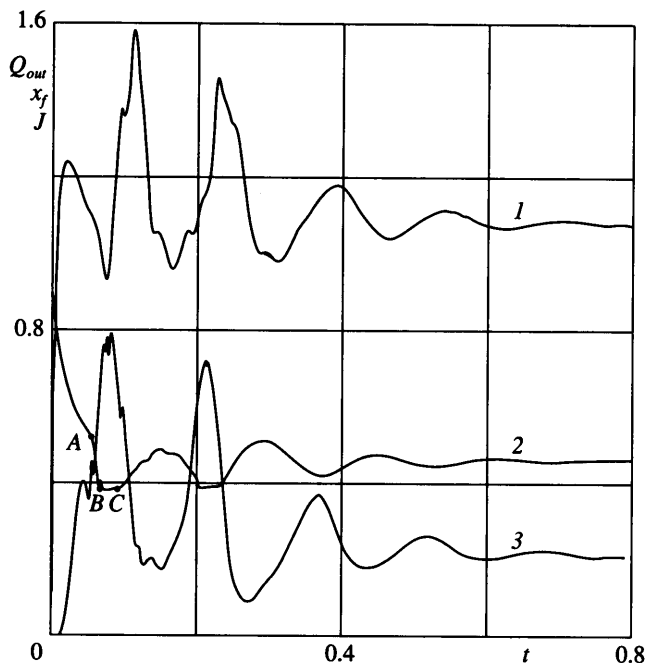
Фиг. 4. Зависимости расхода магмы в канале на выходе из канала $Q_{out}(t)$ (1) и на входе в канал $Q_{in}(t)$ (2) и положения фронта фрагментации $x_f(t)$ (3) для взрывного извержения при $J' = 0$

Рассмотрим взрывное извержение при наличии водонасыщенного пласта. Когда давление в волне разрежения становится меньше давления в пласте, в канал начинает поступать пар. Изменение притока пара определяется изменениями давления в канале на уровне пласта P_L и градиентом давления в пласте, который может уменьшаться в результате распространения в глубь пласта волны разрежения.

В результате притока пара в расплав фрагментация имеет место при большем значении концентрации растворенной воды c , что происходит в силу закона Генри ($c = \sqrt{P}$) при больших давлениях и, тем самым, меньших x_f . Поэтому длина пузырьковой зоны уменьшается и расход растет. Когда приток пара в канал становится равным или большим, чем необходимо для фрагментации, фронт “захватывается” пластом, при этом излишки поступающего пара вытекают в зону газовой фазы (отрезок BC на кривой 2 фиг. 5). Так как в этом случае $P_L \approx \text{const}$, то за счет уменьшения градиента внутри пласта приток начинает падать, это приводит к росту x_f , и тем самым падению Q_{out} , Q_{in} . В зависимости от параметров задачи процесс либо может выйти на стационарный режим фиг. 5, рассмотренный в разд. 2, либо возникнет слабо меняющийся периодический режим, в котором колебания после нескольких десятков периодов резко затухают (фиг. 6, 7). На фиг. 5 представлены результаты для параметров $x_L = 0.37$, $\xi = 0.04$, $\chi = 1.17 \cdot 10^{-3}$, на фиг. 6, 7 – для $x_L = 0.43$, $\xi = 0.02$, $\chi = 6.48 \cdot 10^{-4}$.

При выходе на стационарный режим наблюдается несколько всплесков расхода: первый из них – в результате разрушения пробки, а другие обусловлены притоком воды. В зависимости от проницаемости пласта максимальное значение расхода может превосходить стационарное значение Q_0 в несколько раз (в рассчитанных вариантах – в 1.5–2 раза).

При периодическом режиме фронт фрагментации расположен выше слоя и расстояние между ними относительно невелико. Наиболее сильные незатухающие колебания происходят при $(x_f - x_L)/L \approx 0.05$. Амплитуда колебаний расхода магмы может до-

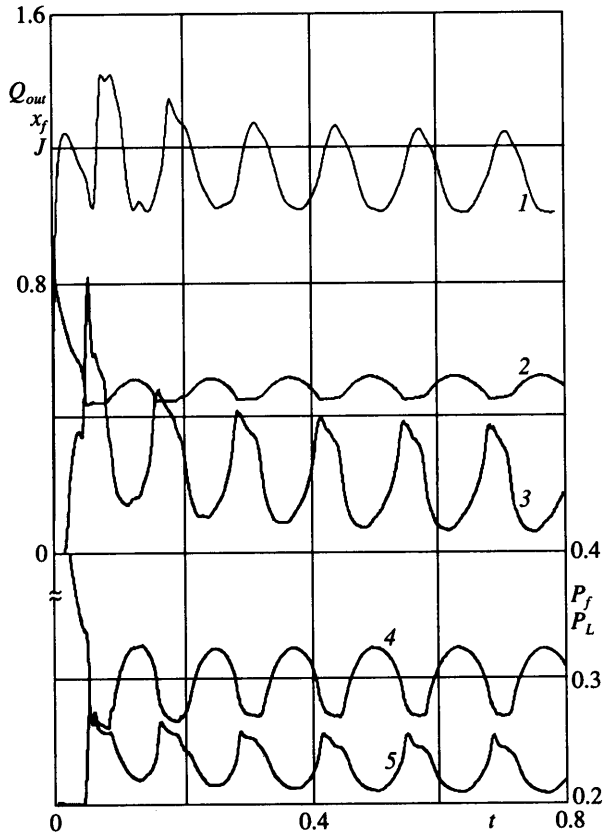


Фиг. 5. Зависимости расхода магмы на выходе из канала $Q_{out}(t)$ (1), положения фронта фрагментации $x_f(t)$ (2) и притока из пласта $J(t)$ (3) для взрывного извержения при наличии пласта

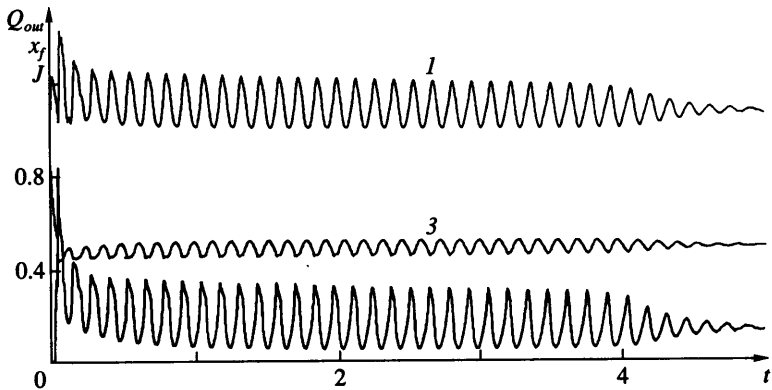
стигать 25% от средней величины Q_0 . Период колебаний τ меньше характерного времени процессов в канале ($\tau\nu_0/L \approx 0.2$).

Под фронтом фрагментации существует зона с большой вязкостью (см. разд. 2), что обуславливает большой градиент давления в этой зоне. При уменьшении $x_f - x_L$ происходит резкое падение давления на уровне пласта, что приводит к увеличению притока. Увеличение притока обуславливает уменьшение x_f и уменьшение давления P_L , при этом приток увеличивается (фиг. 6, кривые 3, 4). Когда фронт фрагментации пересекает верхнюю границу пласта, то дальнейшее его опускание прекращается, так как излишнее для фрагментации количество поступающего пара вытекает прямо в газозвесь (фиг. 6, кривая 4), фронт фрагментации "захватывается" пластом (см. разд. 2). Уменьшение давления P_L замедляется, и становится существенным падение градиента давления в пласте, что приводит к уменьшению притока. Когда приток становится меньше величины, необходимой для фрагментации на уровне пласта $[x_L, x_L + h_L]$, координата x_f начинает расти. При этом P_L растет, а приток уменьшается более интенсивно, и может обратиться в ноль. При малых J давление в пласте в окрестности канала растет, пока не сравняется с давлением в канале. Это приводит к возобновлению притока в канал, что обеспечивает вновь уменьшение x_f . Процесс повторяется.

Таким образом, колебательный режим обусловлен конкуренцией процессов, связанных с перемещением фронта фрагментации и фильтрационным потоком в пласте. Медленное уменьшение градиента давления в пласте приводит к резкому прекращению колебаний на одном двух периодах за счет сильной нелинейной зависимости вязкости магмы от концентрации воды в расплаве и температуры.



Фиг. 6. Зависимости расхода магмы на выходе из канала $Q_{out}(t)$ (1), положения фронта фрагментации $x_f(t)$ (2), притока из пласта $J'(t)$ (3), давления на уровне пласта $P_L(t)$ (4) и давления на фронте фрагментации $P_f(t)$ (5) для взрывного извержения в случае колебательного режима



Фиг. 7. Зависимости расхода магмы на выходе из канала $Q_{out}(t)$ (1), положения фронта фрагментации $x_f(t)$ (2) и притока из пласта $J'(t)$ (3) для взрывного извержения в случае колебательного режима

Заключение. Наличие притока воды в канал вулкана качественно меняет характер течения, хотя количество поступающей воды составляет несколько процентов от расхода магмы в канале. При заданном притоке воды в канал в зависимости от того, находится пласт в зоне пузырьковой жидкости, в окрестности фронта фрагментации или в зоне газозвеси, характер течения качественно различен. При расположении пласта в зоне пузырьковой жидкости фронт фрагментации ниже, а расход в несколько раз больше, чем при отсутствии притока.

В случае возникновения извержения в результате прорыва пробки (нестационарная задача) процесс выходит либо на стационарный режим, либо на периодический. На начальной стадии имеют место несколько максимумов расхода, превосходящие в 1.5–2 раза стационарное значение. Амплитуда колебаний может достигать 25%, а период 0.5–2 мин, что имеет порядок величин, наблюдаемых при извержениях.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (№ 02-01-00067) и INTAS (грант № 01-0106).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Бармин А.А., Мельник О.Э. Гидродинамика вулканических извержений // Успехи механики. 2002. Т. 1. № 1. С. 32–60.
2. Lensky N.G., Lyakhovsky V., Navon O. Radial variations of melt viscosity around growing bubbles and gas overpressure in vesiculating magmas // Earth and Planetary Letters. 2001. V. 186. № 1. P. 1–6.
3. Woods A.W. A Model Of Vulcanian Explosions // Nucl. Eng. Design. 1995. V. 155. № 1–2. P. 1–6.
4. Hess K.U., Dingwell D.B. Viscosities of Hydrous Leucogranitic Melts: A non-Arrhenian Model // Amer. Mineralogist. 1996. V. 81. Sept.-Oct. P. 1297–1300.
5. Кондрашов А.В., Цыпкин Г.Г. О режимах инъекции воды в геотермальный пласт, насыщенный паром // Изв. РАН. МЖГ. 1999. № 2. С. 86–91.
6. Nessyahu Haim, Tadmor E. Non-Oscillatory Central Differencing for Hyperbolic Conservation Laws // J. Comput. Phys. 1990. V. 87. № 2. P. 408–463.
7. Jiang Guang-Shan, Tadmor E. Non-Oscillatory Central Schemes for Multidimensional Hyperbolic Conservation Laws // SIAM J. Scient. Computing. 1998. V. 19. № 6. P. 1892–1917.

Москва

Поступила в редакцию
13.II.2003