

УДК 532.526.5+551.213.3

© 1990 г.

А. А. БАРМИН, О. Э. МЕЛЬНИК

ТЕЧЕНИЕ ЗАГАЗОВАННОЙ МАГМЫ В КАНАЛЕ ВУЛКАНА

Течение многофазных сред в трубах и каналах изучается применительно к многочисленным приложениям (теплоэнергетика, нефтедобыча и транспортировка, пневмотранспорт и др.). Однако использовать существующие модели для исследования течения магмы в канале вулкана не представляется возможным из-за специфических свойств магматического расплава: большой вязкости, наличия поверхностно-активных веществ, малых коэффициентов диффузии растворенных летучих компонентов. В частности, из-за малой подвижности пузырьков в магме невозможно образование газовых снарядов, наблюдаемых при течениях маловязких жидкостей [1, 2].

Ниже предлагается замкнутая модель, позволяющая описать течение магмы в канале вулкана при режиме извержения, характеризующемся квазистационарным истечением из жерла струи газозвеси. В [3–5] рассматриваются простейшие модели извержений данного типа, не учитывающие конечное время диффузии, зависимость вязкости расплава от концентрации растворенных летучих, неизотермичность потока газозвеси и ряд других особенностей процесса.

1. В квазиодномерной стационарной постановке рассматривается задача истечения загязованной магмы из очага извержения по каналу переменного сечения заданной длины H с заданным перепадом давления. Давление в очаге p_0 определяется соотношением

$$p_0 = \rho_1^0 g H + \Delta p \quad (1.1)$$

где ρ_1^0 — истинная плотность магмы без пузырьков, g — ускорение силы тяжести, Δp — избыточное давление в очаге, медленно меняющееся в процессе извержения. В многих случаях характерные скорости газозвеси на выходе из канала вулкана не превышают скорости звука, поэтому изучается дозвуковой режим истечения и давление на выходе из канала $p_H = p_a = 10^5$ Па. Требуется изучить зависимость расхода магмы от определяющих характеристик извержения: свойств магматического расплава, геометрии канала избыточного давления в очаге, глубины залегания очага.

Магма представляет собой силикатный расплав большой вязкости с растворенными в нем летучими компонентами (вода, CO_2 и др.), растворимость которых зависит от давления по закону [6]

$$c = b p^\omega, \quad b = \text{const}, \quad \omega \approx 0,5 \quad (1.2)$$

где c — массовая концентрация растворенного газа, p — давление, b , ω — постоянные, зависящие от типа магмы и состава летучих компонентов [6, 7].

Магматический расплав можно считать ньютоновской жидкостью с вязкостью μ , зависящей от температуры и концентрации летучих [6–8]

$$\mu = \mu_0 \exp\left(\frac{A}{RT} (\exp(-Bc) - 1)\right), \quad A > 0, \quad B > 0 \quad (1.3)$$

Здесь T — температура, A , B — постоянные, зависящие от типа магмы. Столь сильная зависимость вязкости от концентрации растворенных летучих связана с деструктурирующим действием на силикатный расплав.

В процессе движения магмы в канале давление меняется на несколько порядков, так что свойства среды меняются от гомогенной жидкости до

газовзвеси при выделении растворенных летучих из расплава. Поэтому разобьем канал вулкана на четыре зоны, в каждой из которых движение описывается своей моделью. В первой весь газ находится в растворенном состоянии, движется гомогенная жидкость. Во второй зоне вследствие падения давления ниже давления насыщения p_* происходит рост пузырьков. В третьей зоне движется среда, представляющая собой жидкость, содержащую кроме изолированных пузырьков протяженные каналы, по которым происходит опережающее движение газа. Канальца образуются в результате слияния ближайших пузырьков. В дальнейшем будем именовать такую среду «пенной». Считается, что переход от пузырьковой жидкости к пене осуществляется при достижении объемной концентрацией пузырьков критического значения α_* . Образование такой жидкой пористой среды требует меньшей подвижности пузырьков, чем при образовании газовых снарядов, имеющих место в маловязких жидкостях. В четвертой зоне «магма» движется в виде газовзвеси, образовавшейся в результате увеличения скорости газа до критического значения, при котором происходит разрушение пены. При этом считается, что длины переходных областей между указанными зонами малы по сравнению с длинами самих зон, так что их наличием при рассмотрении движения в целом можно пренебречь и рассматривать переход от одной модели к другой при достижении некоторыми параметрами критических значений (p_* , α_* , v_{12*}).

В зоне I движется гомогенная жидкость постоянной плотности с постоянной вязкостью. Для характерных параметров извержения число Рейнольдса $Re = \rho_1 v_0 d / \mu$ меньше 25, так что движение ламинарно. Здесь $d = 1-100$ м диаметр канала, $v_0 = 0,05-1$ м/с — характерная скорость подъема магмы по каналу вулкана.

В безразмерных переменных система уравнений гомогенного режима имеет вид

$$x = \frac{x'}{H}, \quad v = \frac{v'}{v_0}, \quad p = p' \frac{b^2}{c_0^2}, \quad S = \frac{S'}{S_0}, \quad \mu = \frac{\mu'}{\mu_0} \quad (1.4)$$

$$Sv = 1 \quad (1.5)$$

$$v \frac{dv}{dx} = -Eu \left(\frac{dp}{dx} - \frac{1}{Fr} \left(1 + \lambda Ar \mu \frac{v}{S} \right) \right) \quad (1.6)$$

$$Eu = \frac{c_0^2}{b^2 \rho_1 v_0^2}, \quad Ar = \frac{\mu_0 v_0}{\rho_1 g d^2}, \quad Fr = \frac{v_0^2}{gd}$$

Здесь x — вертикальная координата, c_0 — начальное газосодержание, S — площадь поперечного сечения канала, λ — коэффициент сопротивления канала вулкана, размерные переменные обозначены штрихами, (1.5) — уравнение неразрывности, (1.6) — уравнение импульсов, учитывающее силы сопротивления канала и тяжести. Для $c_0 \sim 0,05$, $b \sim 10^{-11}$ число Эйлера $Eu > 10^5$, поэтому инерционным членом в (1.6) можно пренебречь.

Сформулируем модель течения в зоне II. Оценим скорость всплывания одиночного пузырька в магме. Приравняв силы, действующие на пузырек при стационарном движении, получим для относительной скорости движения пузырька v_{12}

$$v_{12} = \frac{2}{9} \frac{1 - \rho_2}{Ar_a}, \quad Ar_a = \frac{\mu_0 v_0}{a^2 g \rho_1}, \quad v_{12} = \frac{v_{12}'}{v_0}, \quad \rho_2 = \frac{\rho_2^\circ}{\rho_1^\circ} \quad (1.7)$$

Здесь Ar_a — число Архимеда, ρ_2° — истинная плотность газа, g — ускорение силы тяжести, a — радиус пузырька. При $a \sim 10^{-4} - 10^{-2}$ м и значениях других параметров, приведенных выше, $Ar_a = 2 \cdot 10^2 - 10^{11}$, поэтому скоростью всплывания пузырька $v_{12}' \sim Ar_a^{-1} v_0$ можно пренебречь по сравнению со скоростью подъема магмы.

Будем предполагать, что число пузырьков в единице объема не меняется, т. е. они не сливаются и не рождаются; так как $Re_p = \sqrt{p \rho_1} a / \mu <$

$<0,1$, не существенна радиальная инерция жидкости вокруг растущего пузырька; так как характерное время вязкой релаксации среды $t_{\xi}=4\mu/3\alpha p$, где α — объемная концентрация пузырьков, много больше характерного времени процесса $t_0=H/v_0$, вязкая неравновесность давлений несущественна, кроме того, можно пренебречь вкладом лапласовского давления по сравнению с давлениями в фазах ($\Sigma/pa < 10^{-3}$). Характерное время диффузии растворенного газа в магме $t_D=n^{-2}D^{-1} < t_0$ ($n=10^4-10^6$ 1/см³ — число пузырьков в единице объема, $D=10^{-6}-10^{-9}$ см²/с — коэффициент диффузии), поэтому массообмен между растворенным газом и пузырьками происходит квазистационарно.

В безразмерных переменных система уравнений пузырькового режима имеет вид

$$S(1-\alpha)(1-c)v=1-c_0, \quad S(\delta\rho_2\alpha+c(1-\alpha))v=c_0 \quad (1.8)$$

$$Snv=1, \quad \alpha = \frac{4}{3} \pi \frac{c_0}{\delta} a^3 n$$

$$\rho=1-\alpha+\delta\rho_2\alpha, \quad c_2=c_0\sqrt{p}$$

$$Pe v \frac{d}{dx} a^3 \rho_2 = -\frac{3}{2} a Sh(c_2-c), \quad Sh=2 \quad (1.9)$$

$$\rho v \frac{dv}{dx} = -Eu \left(\frac{dp}{dx} - \frac{1}{Fr} \left(\rho + \lambda Ar \mu_b \frac{v}{S} \right) \right) \quad (1.10)$$

$$\rho v \frac{dT}{dx} - pv\delta(\gamma-1) \frac{d}{dx} \frac{1}{\rho} = \frac{4}{3} \delta(\gamma-1) Ar \left(\frac{d}{H} \right)^2 \left(\frac{dv}{dx} \right)^2 + \frac{1}{Pe_T} q \quad (1.11)$$

$$p=\rho_2 T, \quad \mu_b = (1-1,5\alpha)^{-0,55} \mu \quad (1.12)$$

$$\rho = \frac{\rho'}{\rho_1^0}, \quad \rho_2 = \frac{\rho_2^0 b^2 RT_0}{c_0^2}, \quad n = \frac{n'}{n_0}$$

$$a = a' \left(\frac{\rho_1^0 b^2 RT_0}{n_0 c_0^2} \right)^{1/2}, \quad T = \frac{T'}{T_0}$$

$$\delta = \frac{\rho_1^0 b^2 RT_0}{c_0}, \quad Pe = \delta \frac{v_0}{HDn^{2/3}}, \quad Pe_T = \frac{\rho_1^0 c_1 v_0 H}{\kappa}, \quad \gamma = \frac{c_p}{c_v}$$

В этой системе (1.8) выражает законы сохранения массы жидкой фазы (без растворенного газа) и газовой фазы, условие сохранения числа и определение объемной концентрации пузырьков, определение плотности смеси через объемную концентрацию и закон равновесной растворимости ($\omega=0,5$), (1.9) — уравнение баланса массы для отдельного пузырька в квазистационарном приближении, (1.10) — уравнение импульса для смеси в целом, учитывающее силу инерции, силы тяжести и сопротивление канала. Уравнение (1.11) описывает изменение внутренней энергии смеси и учитывает работу сил давления при изменении объема смеси, вязкую диссипацию энергии и отток тепла в окружающие породы, (1.12) — уравнение Клайперона для газовой фазы и выражение для вязкости смеси с учетом наличия пузырьков [8]. Для характерных значений параметров извержения [9] $Eu \gg 1$ и $Pe_T \gg 1$, $\delta(\gamma-1) \ll 1$, поэтому можно пренебречь инерционным членом в (1.10) и изменением температуры смеси.

Для последовательного описания разрушающейся пены необходимы детальные знания о ее структуре и эволюции этой структуры, отсутствующие из-за невозможности наблюдения этого процесса ни в ходе извержения, ни в лабораторных условиях, поэтому предлагаемая ниже модель описывает разрушение пены лишь интегрально.

При описании массообмена в разрушающейся пене примем равновесное приближение: как только концентрация пузырьков становится больше

критической ($\alpha > \alpha_*$), немедленно образуется каналец, а объемная концентрация пузырьков снова падает до критической.

Это предположение дает верхнюю оценку для интенсивности массообмена между пузырьками и каналцами. Для массообмена растворенного газа с другими компонентами системы можно принимать различные предположения от равновесности $c \sim \sqrt{p}$ до отсутствия массообмена $c = \text{const}$. Выбор использованного предположения определяется соотношением времен диффузии и времени разрушения пены $\xi = l^2 v_f / DH_f$. Здесь $l = [1,22 - 2(3\alpha_*/4\pi)]^{1/3} n^{-1/3}$ — характерная толщина пленки, v_f — скорость движения пены, H_f — длина зоны разрушающейся пены. Если $\xi \ll 1$, реализуется первое предположение, при $\xi \gg 1$ — второе.

В этих предположениях система уравнений в зоне III имеет вид

$$S(1-c)(1-\alpha)(1-\beta)v_1 = 1 - c_0 \quad (1.13)$$

$$S(\delta\rho_2\beta v_2 + (\delta\rho_2\alpha + c(1-\alpha))(1-\beta)v_1) = c_0$$

$$\rho = (1-\alpha)(1-\beta) + \delta\rho_2((1-\beta)\alpha + \beta), \quad \alpha = \alpha_*$$

$$\rho v \frac{dv}{dx} = -Eu \left(\frac{dp}{dx} - \frac{1}{Fr}(\rho + F) \right) \quad (1.14)$$

$$v_{12} = - \frac{k}{\mu_2 Fr} \frac{dp}{dx} \quad (1.15)$$

$$\rho v \frac{dT}{dx} - p v \delta(\gamma - 1) \frac{d}{dx} \frac{1}{\rho} = F_{12} v_{12} - \frac{1}{Pe_T} q \quad (1.16)$$

$$F = \lambda Ar \mu_0 v \theta(\beta) + F_p(1 - \theta(\beta)) \quad (1.17)$$

$$\theta(\beta) = 1 \quad (\beta = 0), \quad \theta(\beta) \rightarrow 0 \quad (\beta \rightarrow \beta_*)$$

$$k = \frac{16r_0^2}{3C_\mu Re_{12}}, \quad C_\mu = \frac{4}{3\beta} \left(1,75 + \frac{150(1-\beta)}{\beta Re_{12}} \right) \quad (1.18)$$

$$Re_{12} = Re_0 \rho_2 v_{12}, \quad Re_0 = \frac{\delta\rho_1 v_0 2r_0}{\mu_2}$$

Здесь β — объемная доля газа в каналцах, v_1 — скорость каркаса пены с пузырьками, v_2 — скорость газа в каналцах, F — сила сопротивления канала разрушающейся пены, F_{12} — силы взаимодействия газа в каналцах с каркасом пены, μ_2 — вязкость газа.

Уравнения (1.13) выражают законы сохранения жидкого и газового компонентов, определяют плотность смеси и условие «равновесности» массообмена, (1.14) — уравнение импульса для смеси в целом, учитывающее инерцию среды, силы тяжести и сопротивления канала вулкана.

Формула (1.17) осуществляет непрерывный переход от сопротивления пузырьковой жидкости к сопротивлению газозвеси (F_p) (подобное определение силы сопротивления предлагается в [2]).

Течение газа в каналцах описываем законом Дарси (1.15). При этом из-за отсутствия данных будем моделировать пену монодисперсной запылкой сферических частиц радиуса r_0 (1.18). Формула для коэффициента сопротивления C_μ получена в [10] аппроксимацией данных [11] и дает правильную асимптотику $v_{12} \rightarrow 0$ при $\beta \rightarrow 0$.

Уравнение (1.16) определяет изменение температуры смеси в целом.

Для характерных значений параметров можно пренебречь инерционным членом в (2.4) ($Eu \gg 1$) и изменением температуры среды (2.6).

Модель монодисперсной бесстолкновительной газозвеси разработана подробно в [8, 12]. Для характерных значений параметров можно пренебречь: в уравнении импульса для газовой фазы инерционным членом ($Eu = p/\rho_2 v_2^2 \gg 1$) и внешними массовыми силами, действующими на газ ($\rho_2 g H/p \ll 1$), в уравнении импульса для частиц — силой сопротивления

канала. Температуру частиц можно считать постоянной из-за их большой теплоемкости ($\kappa H/r_0^2 v_0 \ll 1$, где $\kappa = \lambda/\rho_1 c_1$ — коэффициент теплопроводности частиц). Пренебрежем также оставшимся растворенным газом. Считаем, что пористость частиц постоянна и равна α_* , а газ из них успевает стравливаться через открытые поры. В этих предположениях система уравнений в зоне IV имеет вид

$$S(1-\alpha_*)(1-\beta)v_1 = 1 - c_0, \quad S\delta\rho_2(\beta v_2 + \alpha_*(1-\beta)v_1) = c_0 \quad (1.19)$$

$$\frac{dp}{dx} = -nf_\mu \quad (1.20)$$

$$\text{Fr}_d(1-\alpha_*)(1-\beta)v_1 \frac{dv_1}{dx} = nf_\mu - (1-\alpha_*)(1-\beta)$$

$$\rho_2\beta v_2 \frac{dT_2}{dx} = \frac{(\gamma-1)\beta p}{\rho_2} \frac{d\rho_2}{dx} + nQ_{12}$$

$$nQ_{12} = {}^{3/2}(1-\beta)\text{Nu}(1-T_2)q_0^{-1}$$

$$\text{Nu} = 2 + 0,03\text{Pr}^{0,33}\text{Re}_{12}^{0,54} + 0,35\text{Pr}^{0,35}\text{Re}_{12}^{0,58} \quad (1.22)$$

$$nf_\mu = {}^{3/8}(1-\beta)C_\mu\text{Fr}\delta\rho_2 v_{12}^2$$

$$C_\mu^{(1)} = \frac{4}{3\beta} \left(1,75 + \frac{150(1-\beta)}{\beta\text{Re}_{12}} \right) \quad (1.23)$$

$$C_\mu^{(2)} = \frac{24}{\text{Re}_{12}} + \frac{4,4}{\text{Re}_{12}^{1/2}} + 0,42$$

$$C_\mu = C_\mu^{(1)} \quad (\beta < 0,55), \quad C_\mu = C_\mu^{(2)} \quad (\beta > 0,92)$$

$$C_\mu = \frac{(0,55 - \beta)C_\mu^{(1)} + (\beta - 0,55)C_\mu^{(2)}}{0,37} \quad (0,55 \leq \beta \leq 0,92)$$

$$\text{Pr} = \frac{\mu_2 c_v}{\lambda_0}, \quad \text{Fr}_d = \frac{v_0^2}{gd}$$

Здесь (1.19) выражают законы сохранения масс частиц и газа, (1.20) — уравнения импульса для газа и частиц соответственно, (1.21) — уравнение изменения внутренней энергии газа, температура частиц считается постоянной. В выражении для межфазного теплообмена (1.22) коэффициент теплоотдачи (Nu) вычисляется по формулам для одиночной частицы, так как основное охлаждение происходит в конце зоны газозвеси ($\beta \sim 1$), а в выражении для межфазной силы (1.23) учитывается неодинокость частиц.

Граничные условия, определяющие переход от одной зоны к другой, следующие:

$$\text{I} \rightarrow \text{II}; p=1; \text{II} \rightarrow \text{III}; \alpha = \alpha_*; \text{III} \rightarrow \text{IV}; v_{12} = v_{12*}$$

Здесь v_{12*} находится из приравнивания нулю правой части уравнения импульса для частиц, что соответствует условию псевдооживления.

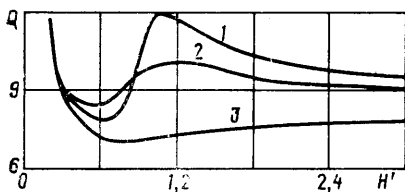
2. На базе построенной модели рассмотрено влияние на процесс извержения глубины залегания очага H , неравновесности массообмена между пузырьками и растворенным газом (параметр Re), изменения избыточного давления в очаге Δp , а также локального сужения канала. Проведенные исследования продемонстрировали особенности течения среды, описываемые построенной моделью.

Решалась стационарная краевая задача, т. е. исследовалось течение в канале заданной длины при заданном перепаде давления, при этом величина расхода Q определялась итерационной процедурой.

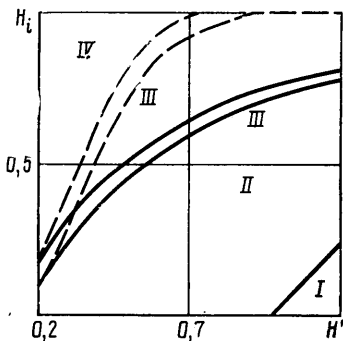
Неварьируемые безразмерные параметры вычислялись по данным, характерным для извержения северного прорыва Большого Толбачинского извержения [9]. Характерная скорость $v_0=10$ см/с, что соответствует извержениям рассматриваемого типа [5, 9].

$$\begin{aligned} c_0 &= 0,05; \delta = 0,16, Ar_0 = 1, A = 11,6, B = 15,3 \\ Re_0 &= 3,1 \cdot 10^4, Fr_d = 10^{-4}, \alpha_* = 0,6, \gamma = 1,3 \\ Gr_0 &= 0,5, Pr = 0,5, q_0 = 100, \Delta p = 0,08 \end{aligned}$$

Проведен анализ влияния местоположения локального сужения канала на расход при постоянных прочих параметрах. Наибольшее уменьшение расхода соответствует сужению канала, расположенному на верх-



Фиг. 1



Фиг. 2

ней границе пузырьковой зоны, где коэффициент сопротивления достигает максимума.

На фиг. 1 приведены зависимости расхода от глубины очага для значений $Re_0=0,1, 0,01$ и $0,001$, вычисленных по длине $H_p = p_0 / \rho_1^0 g = c_0^2 / b^2 \rho_1^0 g$ (кривые 1–3 соответственно). На фиг. 2 приведены границы зон течений обезразмеривание по полной длине канала в зависимости от глубины очага $H' = H / H_p$. Сплошные линии соответствуют $Re_0=0,001$, штриховые – $Re_0=0,1$, причем длина гомогенной зоны очень слабо зависит от Re_0 .

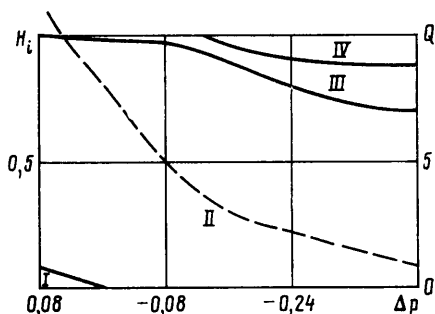
При небольших $H' \sim 0,2-0,3$, так как давление в очаге невелико, значительная доля газа содержится в пузырьках уже в самом очаге, где они растут равновесным образом, а в канал магма вытекает с большим значением α . Дальнейший рост пузырьков происходит в основном за счет их расширения. Так как пузырьковая зона при неглубоком очаге короткая, рост пузырьков за счет массообмена с растворенным газом происходит не успеваает (реальное число Re , рассчитанное по длине пузырьковой зоны, велико). Поэтому расход не зависит от степени неравновесности массообмена. Канал оказывается в основном заполненным газом (фиг. 2); так как сопротивление течению газовой смеси меньше, чем в жидкой фазе, то суммарное сопротивление невелико, а расход значителен.

С ростом глубины H' начальное значение α в канале падает и становится существенным массообмен. С увеличением его неравновесности возрастает длина пузырьковой зоны, что приводит к увеличению сопротивления канала вулкана, с другой стороны, возрастает концентрация оставшегося в расплаве растворенного газа c_1 (фиг. 2), что приводит к уменьшению вязкости магмы, а тем самым и силы сопротивления. Этими конкурирующими процессами и определяется нелинейный характер зависимости расхода от степени неравновесности массообмена. Общее же

уменьшение расхода при $H' \sim 0,5$ вызвано увеличением длины пузырьковой зоны.

При значениях $H' \sim 1$ давление в очаге становится больше давления насыщения и в канал вытекает гомогенная магма. Если Re_0 велико, на поверхность вытекает магма с большой концентрацией растворенного газа (величина α мала). При этом вязкость магмы на полтора порядка ниже, чем при малых Re_0 , поэтому суммарное сопротивление канала при больших Re_0 оказывается меньшим, а расход — большим, чем при равновесном течении.

При длительном извержении избыточное давление падает и может достигать больших отрицательных величин, при этом суммарный перепад давлений остается большим за счет большей плотности окружающей породы по сравнению с магмой в канале вулкана.



Фиг. 3

Рассмотрим эволюцию режимов извержения при изменении избыточного давления для $H'=1$, $Re_0=0,1$, $\Delta p_0=2 \cdot 10^7$ Па. Последняя величина характерна для начала извержения [9].

На фиг. 3 представлена карта течения в зависимости от избыточного давления в очаге и график изменения расхода магмы (штриховая линия). Вначале полное давление в очаге больше давления насыщения и в силу большого значения Re_0 из жерла вытекает магма с малой долей газа в пузырьках.

При уменьшении Δp зона гомогенной жидкости исчезает и в пузырьковой зоне становится существенным рост α за счет расширения пузырьков. При этом длина пузырьковой зоны сокращается и на поверхность вытекает сначала пена, а затем и газовзвесь.

В результате численного анализа установлено, что существуют значения определяющих параметров, при которых имеют место три различных стационарных режима истечения. В рамках более простой модели указывалось на наличие двух различных режимов [8].

На фиг. 4 приведены карты трех режимов извержений для $H'=0,5$, $\Delta p=-600$ атм, $Re_0=10^{-1}$ с существенно различными расходами $Q=2,7$; 0,35 и 0,19.

Для разных режимов суммарный перепад давления в канале вулкана постоянен, т. е.

$$I = \int_0^H (\rho g + F_k) dx = \text{const}$$

Здесь ρ — плотность смеси, g — ускорение силы тяжести, F_k — сила сопротивления канала вулкана.

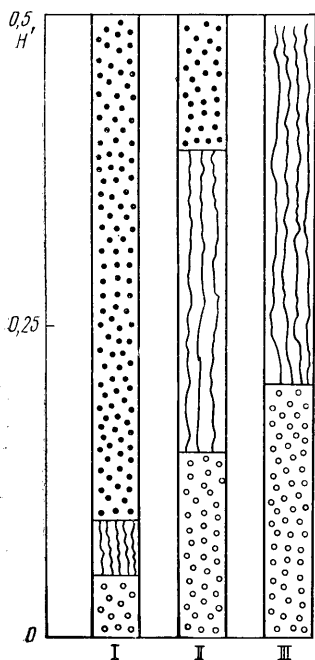
Падение давления в жидкой части течения (гомогенной и пузырьковой зонах и пене) велико по сравнению с зоной газовзвеси как за счет большей плотности, так и большей силы сопротивления, пропорциональной

расходу, по сравнению с которой сопротивлением в зоне газозвеси можно пренебречь.

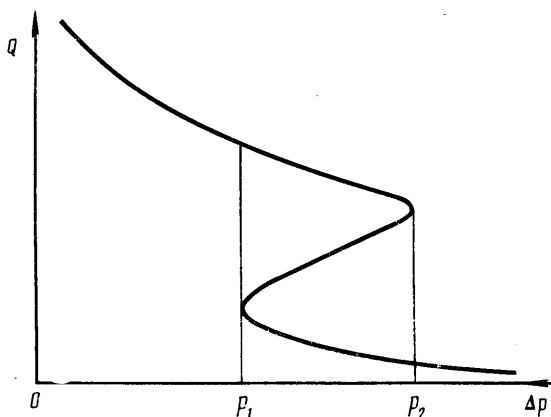
Так как перепад давления постояен, то режимам с большим расходом соответствуют течения с более короткой жидкой зоной и длинной зоной газозвеси. Подчеркнем, что в режиме III с наименьшим расходом условия псевдооживления не реализуются и на поверхность вытекает пена.

Качественная зависимость $Q=Q(\Delta p)$ при наличии трех режимов представлена на фиг. 5. При изменении Δp до p_1 имеет место только режим I.

При $p_2 \leq \Delta p \leq p_1$ имеют место три режима, обычно в стационарных задачах средний неустойчив, в силу чего реализоваться не может. При



Фиг. 4



Фиг. 5

$\Delta p \geq p_2$ реализуется только режим III. Для случая $H'=1,1$, $Re_0=10^{-3}$, $Ar_0=10$ давление $p_1=-0,12$, $p_2=-0,7$.

Таким образом, при уменьшении избыточного давления вначале имеет место режим I, который при $\Delta p=p_2$ скачком происходит переход в режим III, т. е. резко меняется характер извержения. Необходимым условием скачка из III к I режиму является увеличение избыточного давления в очаге, при этом процесс будет проходить по режиму III до $\Delta p=p_1$, а затем перейдет скачком к режиму I. Следовательно, в процессе извержения может иметь место явление гистерезиса.

Изложенное выше позволяет поставить под сомнение вывод работы [13] о том, что катастрофическое эксплозивное извержение (режим I) есть скачок от режима III к I при эволюции извержения. Появление режима с малым расходом (III) есть следствие истощения механического потенциала очага и поэтому окончания извержения. Такой зависимости неплохо подчиняется эксплозивная деятельность первого и второго конуса северного прорыва Большого Толбачинского извержения (см. рис. 1.57 в [9]).

Таким образом, построенная модель позволила выявить характерные особенности течения магматических расплавов с высоким содержанием газа: влияние неравновесности массообмена, наличие трех стационар-

ных режимов и т. п. Сопоставление с некоторыми данными наблюдений показывает, что она описывает качественные явления, происходящие при эксплозивных извержениях.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Кутателадзе С. С., Накоряков В. Е.* Тепломассообмен и волны в газожидкостных системах. Новосибирск: Наука, 1984. 301 с.
2. *Уоллис Г.* Одномерные двухфазные течения. М.: Мир, 1972. 440 с.
3. *Wilson L., Sparks R. S. J., Walker G. P. L.* Explosive volcanic eruptions.—4. The control of magma properties and conduit geometry on eruption column behaviour // *Geophys. J. Roy. Astron. Soc.* 1980. V. 63. № 1. P. 117–148.
4. *Wilson L., Head J. W.* Ascent and eruption of basaltic magma on the Earth and Moon // *J. Geophys. Res.* 1981. V. 86. № B4. P. 2971–3001.
5. *Слезин Ю. Б.* Динамика дисперсионного режима вулканических извержений. 1. Теоретическое описание движения магмы в канале вулкана // *Вулканология и сейсмология.* 1983. № 5. С. 9–17.
6. *Лебедев Е. Б., Хитаров Н. И.* Физические свойства магматических расплавов. М.: Наука, 1979. 200 с.
7. *Кадик А. А., Лебедев Е. Б., Хитаров Н. И.* Вода в магматических расплавах. М.: Наука, 1971. 267 с.
8. *Персиков Э. С.* Вязкость магматических расплавов. М.: Наука, 1984. 160 с.
9. *Федотов С. А., Чирков А. М., Разина А. А. и др.* Большое трещинное Толбачинское извержение (Камчатка, 1975–1976 гг.). М.: Наука, 1984. 637 с.
10. *Нигматулин Р. И.* Динамика многофазных сред. М.: Наука, 1987. Ч. 1. 464 с.; 1987. Ч. 2. 359 с.
11. *Ergun S.* Fluid flow through packed columns // *Chem. Eng. Progress.* 1952. V. 48. № 2. P. 89–94.
12. *Нигматулин Р. И.* Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978. 336 с.
13. *Слезин Ю. Б.* Динамика дисперсионного режима вулканических извержений. 2. Условие неустойчивости расхода и природа катастрофических эксплозивных извержений // *Вулканология и сейсмология.* 1984. № 1. С. 23–35.

Москва

Поступила в редакцию
19.XII.1989