

УДК 551.217.3+532.5

О ДВИЖЕНИИ ФЛЮИДОНАСЫЩЕННОЙ ГРЯЗЕБРЕКЧИИ В ВЫВОДЯЩИХ СТРУКТУРАХ ГРЯЗЕВЫХ ВУЛКАНОВ

© 2013 г. А.Л. Собисевич, Р.А. Жостков

Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН, г. Москва, Россия

Результаты экспериментального изучения глубинного строения грязевого вулкана Шуго использованы для модельных теоретических исследований процессов истечения вязкой газонасыщенной грязебрекчии при различных режимах извержения.

Ключевые слова: грязевые вулканы, модель деятельности вулкана, геофизический разрез, двухфазное течение.

Большинство грязевых вулканов расположены вдоль крупных тектонических зон в пределах Альпийской и Центрально-Азиатской складчатых областей, Тихоокеанского подвижного пояса, рифтовых областей Атлантического и Индийского океанов. Одно из основных условий развития грязевулканических процессов – дислоцированность и смятие в складки комплекса осадочных образований. Именно такие геологические условия имеют место в Таманской грязевулканической провинции, где в два последних десятилетия проводились полевые геолого-геофизические исследования, направленные на изучение грязевого вулканизма.

В ходе полевых работ наблюдалось излияние грязебрекчии из грязевых вулканов, находящихся и в спокойном состоянии, и в стадии активности. Благодаря этому накоплен обширный экспериментальный материал, позволяющий вплотную подойти к построению концептуальных и математических моделей и исследовать те или иные аспекты грязевулканической деятельности, оценивая ее связь с проявлениями сейсмической активности, склоновыми процессами, просадками грунта и т.п.

В Таманской грязевулканической провинции особое внимание уделялось двум грязевулканическим образованиям – вулкану Шуго и вулкану горы Карabetова, глубинное строение которых было изучено геофизическими методами [*Собисевич и др.*, 2005, 2008].

Вулкан Шуго – один из крупнейших и, пожалуй, самых красивых грязевых вулканов Таманской грязевулканической провинции – расположен на правом берегу одноименной реки в 6 км к югу от станицы Варениковской. На фотографии, приводимой на рис. 1, хорошо виден конус, разрушенный мощными выбросами газа и брекчии. В продуктах грязевулканической деятельности присутствуют нефтяные плёнки, твердые фрагменты пород, а также газ (преимущественно метан). Диаметр наблюдаемых газовых пузырей при истечении сопочной брекчии достигает 16–24 см.

Вулкан приурочен к вершине одноименной антиклинальной складки меловых и кайнозойских отложений. Основной кратер вулкана, имеющий округлую (диаметр около 250 м) выпуклую форму, хорошо выделяется на фоне окружающего леса и другой растительности. Кратер окружен кольцевым валом, возвышающимся на 20–30 м и прованным в нескольких местах на востоке и юго-востоке потоками грязебрекчии. В настоящее время около вулкана оборудован лечебно-туристический комплекс для принятия грязевых ванн, поэтому изучение сейсмического фона затруднено из-за техногенных помех.



Рис. 1. Вулкан Шуго. Активно функционирующий конус (а), современные грязепроявления (б)

Представление о глубинном строении вулкана получено при проведении микросейсмического зондирования [Горбатиков и др., 2008] вдоль профиля, проходящего через его вершину (рис. 2). Штриховыми линиями на разрезе отмечены границы зон пониженных скоростей, ассоциируемых с Ахтырским разломом (1), питающим разломом вулкана Шуго (2) и Гладковским разломом (3). Увеличение относительной интенсивности поверхностных волн (см. шкалу) соответствует уменьшению сейсмических скоростей и наоборот. На глубине 15–20 км отчетливо выделяются грязевулканическая камера и каналы, соединяющие ее с поверхностью.

Деятельность вулкана Шуго характеризуется периодической сменой относительно спокойных периодов излияния газонасыщенной сопочной брекчии с незначительным содержанием грубообломочного материала и активных периодов с интенсивными выбросами вулканического материала, напоминающих взрывные извержения других грязевых вулканов Керченско-Таманской грязевулканической провинции. Сегодня известны три бурных извержения Шуго – в 1903, 1908 и 2006 гг. Последнее извержение совпало с нашим посещением вулкана, благодаря чему оно было изучено более детально и всесторонне.

При проведении полевых работ на вулкане Шуго в 2006 г. был получен ряд новых экспериментальных данных, отражающих динамику извержения с учетом внутреннего строения вулкана. Подтверждено влияние геологических неоднородностей на формирование фонового микросейсмического поля. Определены закономерности этого влияния и опробован, по сути, своеобразный вид сейсмической разведки, использующий

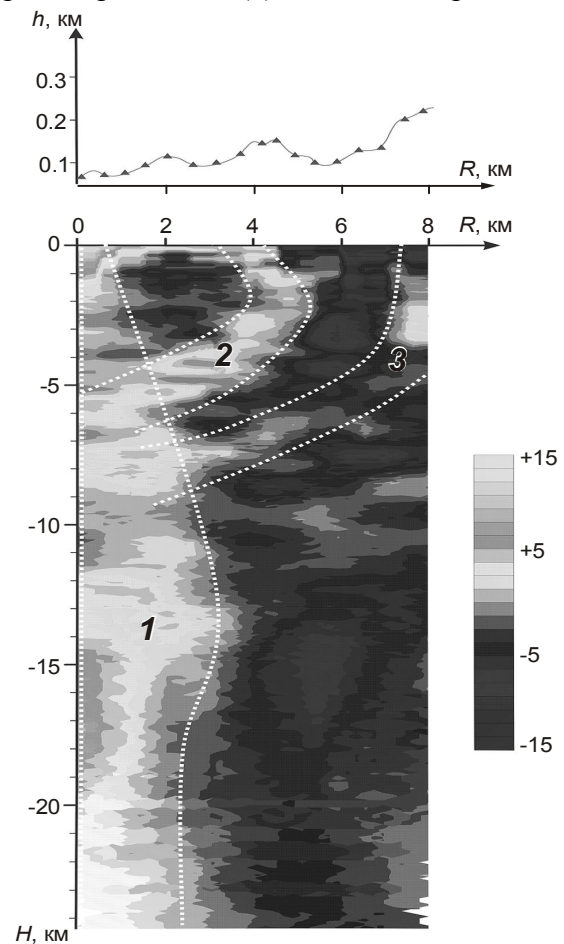


Рис. 2. Разрез вдоль профиля через грязевой вулкан Шуго по результатам микросейсмического зондирования. Над разрезом высота над уровнем моря (h , км); справа – шкала интенсивности поверхностных волн относительно опорной станции, дБ. Другие обозначения см. в тексте

в качестве зондирующего сигнала фоновые колебания (релеевого типа) земной поверхности. Анализ внутреннего строения вулкана позволяет объяснить и причины взрывных извержений, связанных, в первую очередь, с зафиксированной сейсмическими методами закупоркой основного выводящего канала, которая и привела к прекращению деятельности центрального грифона (рис. 3). После закупорки последовало повышение давления флюидов непосредственно в очаге и, как следствие, в окружающих дилатантных структурах. Высокое давление явилось тем спусковым механизмом, который снова открыл пути поступления насыщенной флюидами грязевулканической брекчии в главный выводной канал. На протяжении всего периода бурного извержения вулкана Шуго в 2006 г. этот процесс неоднократно повторялся.

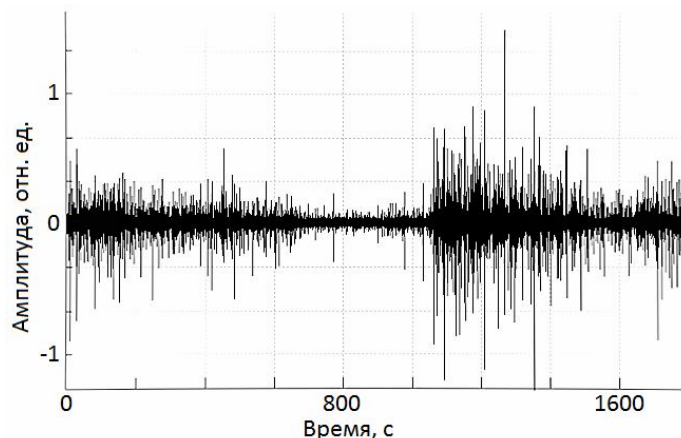


Рис. 3. Фрагмент записи, отражающий структуру сейсмических шумов в момент закупорки основного выводящего канала на вулкане Шуго (зона 2 на рис. 2) [Собисевич и др., 2005]

Вулкан горы Карabetова, находящийся в пределах Карabetовской антиклинальной зоны в 5 км к востоку от станицы Тамань, представляет собой достаточно обширное плато с максимальной высотой 142 м над уровнем моря. Поверхность плато неровная в связи с наличием застывших потоков грязевулканической брекчии, кольцевых валов и воронок, возникших при извержениях, имевших место в начале XXI в.

Деятельность двух рассматриваемых грязевых вулканов демонстрирует разнообразие динамических процессов – от небольших пульсирующих выбросов брекчии до взрывных извержений. По их характеру грязевые вулканы делятся на три типа – локбатанский, булганакский и шугинский [Шнюков, Шереметьев и др., 2006].

Для вулканов локбатанского типа свойственно следующее развитие процесса. При существенной интенсивности начального извержения в эруптивном канале скапливается только газ; давление в газовой залежи резко снижается; динамическое давление становится ниже гидростатического; канал перекрывается пластичными глинами, которые обеспечивают почти полную герметичность. Продолжающееся накопление флюидов, насыщенных газами, создает аномально высокое давление в грязевулканической камере, вызывая неустойчивое равновесие, которое легко нарушается любым внешним или внутренним воздействием (тектонической подвижкой, землетрясением и т.п.), что приводит к повторным извержениям, иногда взрывного типа. Примером подобного повторного извержения может служить наблюдавшееся нами взрывное извержение вулкана Шуго в 2006 г. (рис. 4).

Описание взрывного извержения грязевого вулкана, с математической точки зрения, похоже на ключевую задачу нестационарного истечения вскипающих жидкостей из сосудов высокого давления, актуальную при моделировании аварийных ситуаций на нефтепроводах и скважинах, атомных электростанциях и в аппаратах некоторых химико-технологических процессов [Нигматулин, 1986].

Рис. 4. Грязевой вулкан Шуго. Фрагменты взрывного извержения. Август 2006 г.



Для грязевых вулканов булганакского типа характерно медленное перемещение газов вверх путем своеобразного перелива при относительно невысокой разнице давления. Непрерывный режим истечения глинистых растворов характеризуется меньшими скоростями потока и перепадами давления, что существенно упрощает задачу математического моделирования.

Грязевые вулканы шугинского типа отличаются смешанным типом деятельности: систематическое длительное выбрасывание газов и сопочной грязи с незначительным содержанием грубообломочного материала периодически нарушается значительными выбросами, напоминающими первичные извержения вулканов локбатанского типа. Эти процессы проявились на всех этапах извержения вулкана Шуго, что обусловлено наличием на путях миграции глубинных флюидов промежуточных областей их накопления, зачастую расположенных практически параллельно друг другу.

Следуя [Руденко и др., 2009], проанализируем условия непрерывного истечения грязебрекчии из грязевулканической камеры по выводящим каналам. Рассмотрим течение газосодержащей брекчии в канале длиной L (рис. 5), начинающемся в грязевулканическом очаге (при $x = -L$) и заканчивающемся на земной поверхности (при $x = 0$). Уравнения неразрывности и движения вязкого флюида запишем в виде:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \rho u = 0, \quad \rho \frac{\partial u}{\partial t} + \rho u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial p}{\partial x} = \eta \Delta_{\perp} u - \rho g, \quad (1)$$

где ρ – плотность среды; u – скорость истечения; η – сдвиговая вязкость; Δ_{\perp} – лапласиан по поперечным координатам; g – ускорение свободного падения.

Пусть режим истечения стационарен и производными по времени можно пренебречь. Принимая далее во внимание, что числа Рейнольдса малы (< 1000), отбросим нелинейный член $\rho u (\partial u / \partial x)$ в уравнении движения, ограничиваясь линейным приближением. При этом “вязкий” член аппроксимируем выражением вида

$$\Delta_{\perp} u \approx -\nu \frac{u}{a^2}, \quad (2)$$

где a – радиус выводящего канала; ν – коэффициент пропорциональности, близкий к единице.

При сделанных допущениях система уравнений (1) принимает вид

$$\rho u = \text{const} = \frac{Q}{S}, \quad \frac{dp}{dx} = -\nu \eta \frac{u}{a^2} - \rho g, \quad (3)$$

где Q – поток грязебрекчии через поперечное сечение канала $S = \pi a^2$.

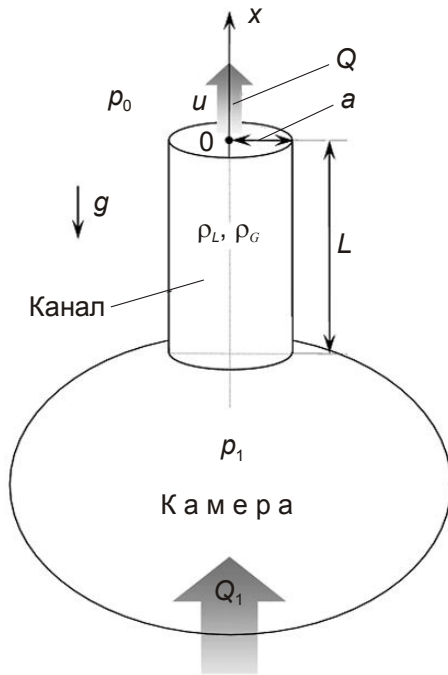


Рис. 5. Модель истечения газосодержащей грязеобрекции

ρ_G – плотность газа; ρ_L – плотность грязеобрекции; p_1 – давление в камере; p_0 – атмосферное давление; a – радиус вертикального канала; L – его длина; g – ускорение свободного падения; x – вертикальная координата. Широкая стрелка Q – поток истечения грязеобрекции; Q_1 – поток поступающий в камеру

Система (3) сводится к одному уравнению

$$\rho(p) \frac{dp}{dx} = -v\eta \frac{Q}{\pi a^4} - \rho^2(p)g. \quad (4)$$

Связь плотности и давления запишем следующим образом:

$$\frac{1}{\rho} = \frac{n(p)}{\rho_G(p)} + \frac{1-n(p)}{\rho_L}, \quad (5)$$

где ρ_G , ρ_L – плотности газа и грязеобрекции, а зависимость концентрации свободного газа (суммарный относительный объем газовых пузырьков) от давления может быть аппроксимирована формулой вида

$$n = N \left(1 - \frac{p}{p_*} \right) \quad (p < p_*), \quad n = 0 \quad (p > p_*). \quad (6)$$

Как следует из формулы (6), величина p_* имеет смысл критического давления, выше которого газ полностью растворен в грязеобрекции; N – максимальная концентрация свободного газа.

Поскольку течение в выводящих каналах грязевого вулкана медленное, примем уравнение состояния газа в виде $p/p_0 = \rho_G(p)/\rho_0$, где ρ_0 – плотность газа при атмосферном давлении p_0 . С учетом выражения (6) уравнение (5), описывающее зависимость плотности среды от давления, запишется в виде:

$$\frac{\rho}{\rho_L} = \frac{\frac{p}{p_0}}{\frac{\rho_L N + \frac{p}{p_0} \left(1 - \frac{\rho_L N p_0}{\rho_0 p_*} \right)}{\rho_0}} = \frac{\frac{p}{p_0}}{\frac{p}{p_0} + \frac{\rho_L N}{\rho_0} \left(1 - \frac{p}{p_*} \right)}. \quad (7)$$

В знаменателе (7) отброшен заведомо малый член, равный отношению плотностей газа и грязеобрекции.

Рассмотрим три разных вида течения. В первом случае при отсутствии газа ($N=0$, $\rho = \rho_L$) уравнение (4) и его решение с учетом граничного условия $p(x=0) = p_0$ имеют вид

$$\rho_L \frac{dp}{dx} = -v\eta \frac{Q}{\pi a^4} - \rho_L^2 g, \quad p_0 - p(x) = \left(\frac{v\eta}{\rho_L} \frac{Q}{\pi a^4} + \rho_L g \right) x. \quad (8)$$

Полагая $x = -L$, $p(x = -L) = p_1$, где p_1 – давление в магматическом очаге, свяжем поток грязеврекции через сечение трубки с перепадом давления на ее концах:

$$Q = \frac{\pi a^4 \rho_L}{v\eta L} (p - p_0 - \rho_L g L). \quad (9)$$

Выражение (9) по форме такое же, как для вертикального течения Пуазейля с учетом силы тяжести (см., например, [Ландау, Лифшиц 1986]). Сравнивая (9) с формулой (17.10) в [Ландау, Лифшиц, 1986], определим константу $v=8$.

Перейдем ко второму случаю, когда давление в очаге $p_1 < p_*$. При этом на всем протяжении канала давление ниже критического, и течение всюду является двухфазным. Для описания течения достаточно решить систему (4), (7), сводящуюся к одному уравнению:

$$\frac{(\alpha Y + \beta)Y}{(\alpha Y + \beta) + \gamma Y^2} \frac{dY}{dz} = -\delta, \quad (10)$$

где введены следующие безразмерные величины:

$$\left(1 - \frac{\rho_L}{\rho_0} N \frac{p_0}{p_*} \right) = \alpha; \quad \frac{\rho_L}{\rho_0} N = \beta; \quad \frac{\pi a^4 g \rho_L^2}{8\eta Q} = \gamma; \quad 8\eta \frac{QL}{\pi a^4 p_0 \rho_L} = \delta; \quad \frac{p}{p_0} = Y; \quad \frac{x}{L} = z.$$

После интегрирования получаем решение уравнения (10) –

$$\begin{aligned} & \alpha(Y - 1) + \beta \left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \gamma} \right) \ln \left((\alpha Y + \beta)^2 + \gamma Y^2 \right) + \\ & + \frac{\alpha\beta}{\sqrt{\gamma}} \left(\frac{\alpha^2 - \gamma}{\alpha^2 + \gamma} - 1 \right) \operatorname{arctg} \left(\frac{(\alpha^2 + \gamma)Y + \alpha\beta}{\beta\sqrt{\gamma}} \right) = -\delta(\alpha^2 + \gamma)z + C. \end{aligned} \quad (11)$$

Постоянная интегрирования C в этом решении определяется граничным условием $Y(z=0) = 1$ как

$$C = \beta \left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \gamma} \right) \ln \left((\alpha + \beta)^2 + \gamma \right) + \frac{\alpha\beta}{\sqrt{\gamma}} \left(\frac{\alpha^2 - \gamma}{\alpha^2 + \gamma} - 1 \right) \operatorname{arctg} \left(\frac{(\alpha^2 + \gamma) + \alpha\beta}{\beta\sqrt{\gamma}} \right).$$

Выражение (11) содержит две величины, измеряемые экспериментально; это – поток жидкости Q и концентрация свободного газа N . Полагая $x = -L$, $p = p_1$, получим связь между неизвестными величинами – внутренним давлением в камере грязевого вулкана p_1 , которое непосредственно не измеряется, и длиной канала L . При наличии правдоподобных гипотез об одном из этих параметров можно оценить и второй.

Для построения приведенных ниже графиков (рис. 6) использовались следующие значения параметров (если не указано иное): $a=0.2$ м, $\eta=100$ Па·с, $g=9.8$ м/с², $\rho_L=1500$ кг/м³, $p_0=1$ атм. $=10^5$ Па, $\rho_0=1.3$ кг/м³, $N=0.01$, $Q=100$ кг/с, $p_*=43$ атм. Для удобства на графиках представлена вертикальная линия, соответствующая $p = p_*$. Графики отображают влияние вязкости на распределение давления. Можно видеть, что при увеличении радиуса выводящего канала степень влияния вязкости очень быстро уменьшается и при радиусе >1 м почти исчезает.

При неглубоком залегании камеры большой вклад в рост давления вносит вязкость, что четко прослеживается на рис. 7, слева, а с увеличением глубины начинает преобладать гидростатическое давление, вызванное силой тяжести.

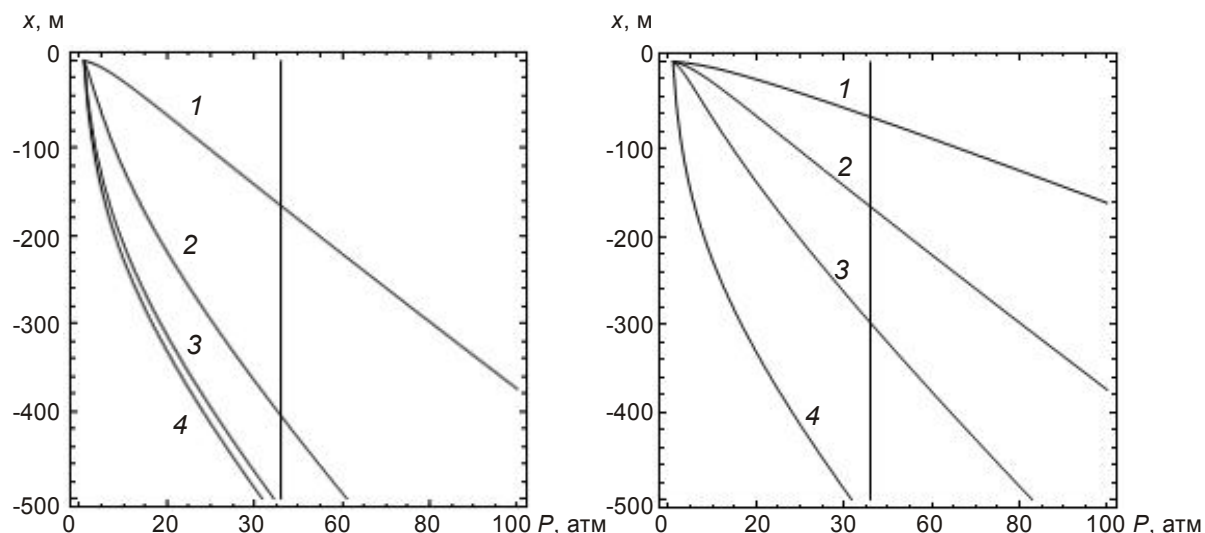


Рис. 6. Зависимость давления от глубины при разных радиусах выводящего канала a (слева: 1 – $a = 0.2$ м; 2 – 0.4 м; 3 – 0.8 м; 4 – $1 \cdot 10^6$ м; расчет по формуле (11)) и разных значениях коэффициента вязкости η (справа: 1 – $\eta = 400$ Па·с; 2 – 100 Па·с; 3 – 25 Па·с; 4 – $1 \cdot 10^6$ Па·с; расчет по формуле (12))

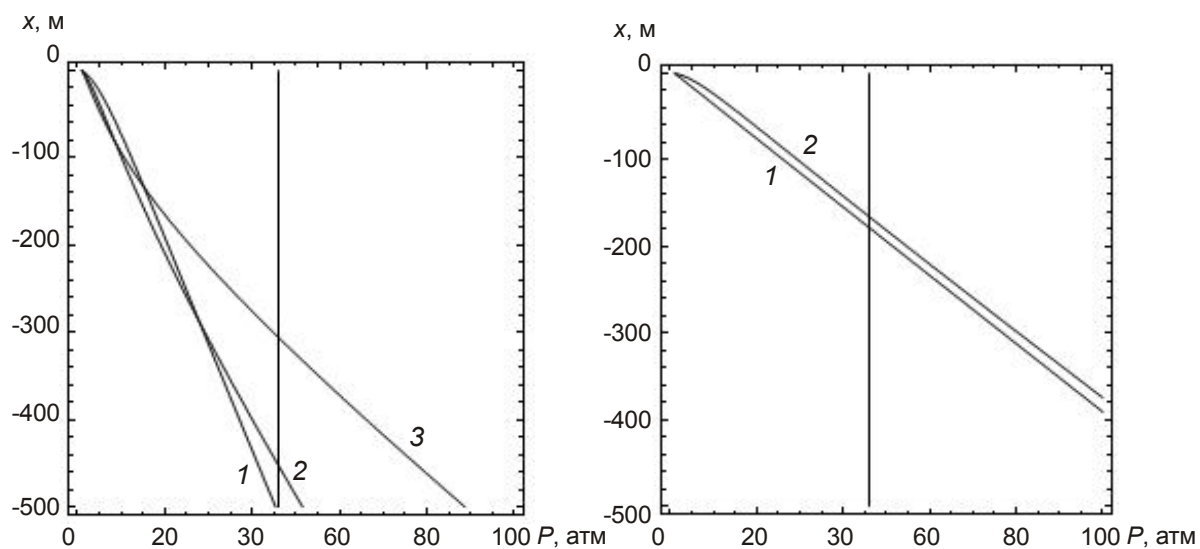


Рис. 7. Зависимость давления в двухфазной среде от глубины при разных значениях плотности флюидобрекции ρ_L (слева: 1 – $\rho_L = 500$ кг/м³; 2 – 1000 кг/м³; 3 – 2000 кг/м³) и разных значениях максимальной концентрации газа N (справа: 1 – $N = 10^{-6}$; 2 – $N = 0.01$). Расчеты по формуле (11); во всех случаях радиус канала $a = 0.35$ м

Графики, приведенные на рис. 7, справа, демонстрируют относительно слабую зависимость распределения давления от максимальной концентрации газа. Таким образом, для определения давления в камере помимо глубины ее залегания важно максимально точно оценить радиус выводящего канала, вязкость и плотность грязебрекции.

Третий случай – $p_1 > p_* > p_0$ – соответствует “вскипанию” жидкости в таком сечении канала $x = x_*$, в котором давление достигает критического значения $p(x_*) = p_*$. Для определения давления внутри камеры необходимо проинтегрировать уравнение (8) в пределах от $x = -L$ до $x \leq x_*$; уравнение (10) – в пределах от $x \geq x_*$ до $x = 0$ и “сшить” полученные решения при $x = x_*$.

В результате этих процедур получаем

$$\frac{\alpha\beta}{\sqrt{\gamma}} \left(\frac{\alpha^2 - \gamma}{\alpha^2 + \gamma} - 1 \right) \times \left(\arctg \left(\frac{(\alpha^2 + \gamma) \frac{Y}{Y_*} + \alpha\beta}{\beta\sqrt{\gamma}} \right) - \arctg \left(\frac{\alpha^2 + \gamma + \alpha\beta}{\beta\sqrt{\gamma}} \right) \right) +$$

$$+ \alpha \left(\frac{Y}{Y_*} - 1 \right) + \beta \left(\frac{1}{2} - \frac{\alpha^2}{\alpha^2 + \gamma} \right) \times \ln \left(\frac{\left(\alpha \frac{Y}{Y_*} + \beta \right)^2 + \gamma \left(\frac{Y}{Y_*} \right)^2}{(\alpha + \beta)^2 + \gamma} \right) = -(\alpha^2 + \gamma) \left(\frac{\frac{Y}{Y_1} - \frac{Y}{Y_*}}{(1 + \gamma)} + \delta \right). \quad (12)$$

Как и решение (11), формула (12) связывает давление в камере с длиной канала. Однако теперь в процессе движения однофазное течение сменяется двухфазным, т.е. на некотором расстоянии $x = x_*$ жидкая грязебрекчия превращается в газожидкостную смесь.

Описываемую формулами (8), (11), (12) связь давления в камере с глубиной ее залегания иллюстрируют кривые, приведенные на рис. 8: кривая 1 соответствует расчету по формуле (8); кривая 2 – по формуле (11); кривая 3 – по формуле (12). Видно, что кривые 2 и 3 практически совпадают за исключением области, в которой давление значительно ниже критического и его поведение точнее описывается решением (12), поскольку в рассматриваемой модели при докритическом давлении среда является двухфазной.

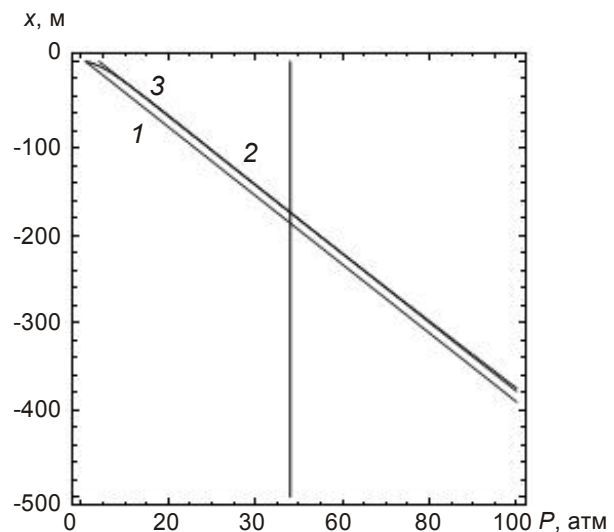


Рис. 8. Связь давления в камере с глубиной ее залегания при расчете по трем разным формулам: 1 – по формуле (8); 2 – по формуле (11); 3 – по формуле (12)

Перейдем к моделированию процесса снижения давления в камере при нестационарном истечении грязевой массы через канал. Проинтегрируем уравнение непрерывности (1) по объему камеры V , который считаем неизменным во времени, и получим следующее соотношение:

$$\rho_L V \frac{d\rho}{dt} + Q = Q_1. \quad (13)$$

Здесь Q – вытекающий из камеры поток, связь которого с перепадом давления задается формулой (9); Q_1 – поток, втекающий в камеру извне и поддерживающий процесс извержения. Из уравнения (13) следует, что при отсутствии летучих компонентов ($\rho = \rho_L$), когда среда несжимаема, втекающий и вытекающий потоки равны – $Q = Q_1$.

В общем случае давление в камере может превышать критическое. При этом течения либо не будет, если канал закупорен, либо давление быстро упадет до некоторого минимального значения, которое может быть меньше критического, и в камере начнется образование газовых пузырьков. В этом, наиболее интересном случае, уравнение (13) следует решать совместно с уравнением состояния (7).

Комбинируя названные выше соотношения, получим нелинейное уравнение для давления в камере $p_1(t)$:

$$\rho_L V \frac{d}{dt} \frac{p_1/p_0}{\frac{\rho_L N}{\rho_0} + \frac{p_1}{p_0} \left(1 - \frac{\rho_L N}{\rho_0} \frac{p_0}{p_*}\right)} + \frac{\pi a^4 \rho_L}{8\eta L} (p_1 - p_0 - \rho_L gL) = Q_1. \quad (14)$$

Удобно переписать полученное уравнение в безразмерных обозначениях:

$$\frac{\beta}{(\beta + \alpha Y_0^1)^2} \frac{dY_0^1}{d\tau} = \sigma (\delta_1 + \gamma_1 \delta_1 + 1 - Y_0^1). \quad (15)$$

Здесь $\gamma_1 = \pi a^4 g \rho_L^2 / 8\eta Q_1$; $\delta_1 = 8\eta Q_1 L / \pi a^4 P_0 \rho_L$; $\sigma = \pi a^4 P_0 t_0 / 8\eta L V$; $Y_0^1 = p_1/p_0$; $\tau = t/t_0$; t_0 – характерное время.

Нетрудно видеть, что уравнение (15) описывает убывание начального давления $Y_0^1(0)$ до минимального значения

$$(Y_0^1)_{\min} = \delta_1 + \gamma_1 \delta_1 + 1, \quad (16)$$

которое определяется суммой атмосферного давления, напора жидкости, поступающей в камеру, и давления, создаваемого столбом жидкости. Решение уравнения (15) имеет вид

$$\frac{\beta}{(\beta + \alpha (Y_0^1)_{\min})^2} \left(\ln \left(\frac{\beta + \alpha Y_0^1}{Y_0^1 - (Y_0^1)_{\min}} \right) + \frac{\alpha (Y_0^1 - (Y_0^1)_{\min})}{\beta + \alpha Y_0^1} + 1 \right) = \sigma \tau + K. \quad (17)$$

Постоянная K определяется начальными условиями $Y_0^1(\tau = 0) = (Y_0^1)_{\max}$:

$$K = \frac{\beta}{(\beta + \alpha (Y_0^1)_{\min})^2} \left(\ln \left(\frac{\beta + \alpha (Y_0^1)_{\max}}{(Y_0^1)_{\max} - (Y_0^1)_{\min}} \right) + \frac{\alpha ((Y_0^1)_{\max} - (Y_0^1)_{\min})}{\beta + \alpha (Y_0^1)_{\max}} + 1 \right).$$

Полученное решение (17) описывает изменение давления в камере со временем. Результаты расчетов при разных потоках, питающих камеру, приведены на рис. 9.

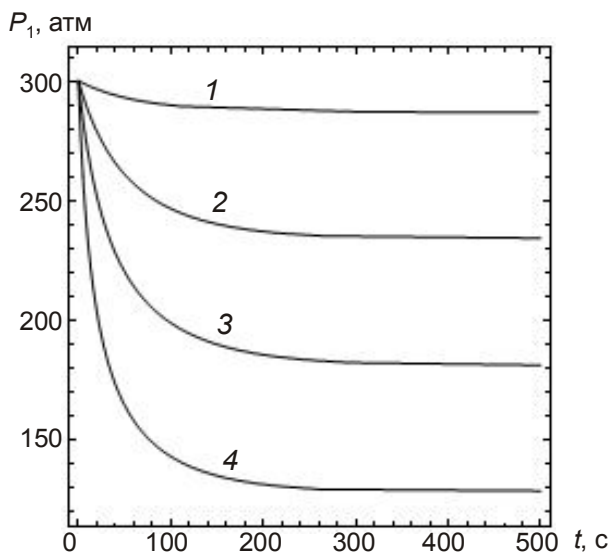


Рис. 9. Зависимость давления внутри камеры от времени при разных значениях втекающего извне потока Q_1 при изначально большом давлении

1 – $Q_1=400$ кг/с; 2 – $Q_1=300$ кг/с; 3 – $Q_1=200$ кг/с; 4 – $Q_1=100$ кг/с

В исходных переменных решение (17) записывается в следующем виде:

$$\begin{aligned} & \ln \left[\frac{\left(\frac{\rho_L}{\rho_0} N p_0 + \left(1 - \frac{\rho_L}{\rho_0} N \frac{p_0}{p_*} \right) p_1 \right) \left((p_1)_{\max} - (p_1)_{\min} \right)}{\left(p_1 - (p_1)_{\min} \right) \left(\frac{\rho_L}{\rho_0} N p_0 + \left(1 - \frac{\rho_L}{\rho_0} N \frac{p_0}{p_*} \right) (p_1)_{\max} \right)} \right] + \\ & + \frac{\left(1 - \frac{\rho_L}{\rho_0} N \frac{p_0}{p_*} \right) \left(p_1 - (p_1)_{\max} \right) \left(\frac{\rho_L}{\rho_0} N p_0 + \left(1 - \frac{\rho_L}{\rho_0} N \frac{p_0}{p_*} \right) (p_1)_{\min} \right)}{\left(\frac{\rho_L}{\rho_0} N p_0 + \left(1 - \frac{\rho_L}{\rho_0} N \frac{p_0}{p_*} \right) p_1 \right) \left(\frac{\rho_L}{\rho_0} N p_0 + \left(1 - \frac{\rho_L}{\rho_0} N \frac{p_0}{p_*} \right) (p_1)_{\max} \right)} = \\ & = \frac{\pi a^4}{8 \eta L V} \frac{\left(\frac{\rho_L}{\rho_0} N p_0 + \left(1 - \frac{\rho_L}{\rho_0} N \frac{p_0}{p_*} \right) (p_1)_{\min} \right)^2}{\frac{\rho_L}{\rho_0} N p_0} t. \end{aligned} \quad (18)$$

Дальнейшее развитие теоретических исследований неразрывно связано с анализом новых данных экспериментальных исследований глубинного строения грязевых вулканов [Собисевич и др., 2005].

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках федеральной целевой программы “Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007–2013 гг. (Государственный контракт № 14.515.11.0099 от 16 октября 2013 г.)”.

Литература

- Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М. Гидродинамика. М.: Наука, 1986. 736 с.
 Нигматулин Р.И. Динамика многофазных сред. Т. 2. М.: Наука, 1987. 360 с.
 Руденко О.В., Собисевич А.Л., Ратнер С.В. Модель истечения газосодержащей жидкости из полости через канал // ВЮНЦ РАН. Т. 5, № 9. 2009. С.24–31.
 Собисевич А.Л., Лаверова Н.И., Собисевич Л.Е., Микадзе Э.И., Овсяченко А.Н., Башорин В.Н., Пронин А.П., Гурбанов А.Г., Шевченко А.В. Сейсмоактивные флюидно-магматические системы Северного Кавказа. М.: ИФЗ РАН, 2005. 225 с.
 Шнюков Е.В., Шереметьев В.М., Маслаков Н.А., Кутний В.А., Гусаков И.Н., Трофимов В.В. Грязевые вулканы Керченско-Таманского региона. Краснодар: ГравМедиа, 2006. 176 с.
 Горбатиков А.В., Собисевич А.Л., Овсяченко А.Н. Развитие модели глубинного строения Ахтырской флексуно-разрывной зоны и грязевого вулкана Шуго // Докл. РАН. 2008. Т. 421, № 5. С.670–674.
 Собисевич А.Л., Горбатиков А.В., Овсяченко А.Н. Глубинное строение грязевого вулкана горы Карабетова // Докл. РАН. 2008. Т. 422, № 4. С.542–546.

Сведения об авторах

СОБИСЕВИЧ Алексей Леонидович – доктор физико-математических наук, заведующий лабораторией, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. 123995, ГСП-5, Москва, Д-242, ул. Большая Грузинская, д. 10, стр. 1. Тел.: 254-90-80. E-mail: alex@ifz.ru

ЖОСТКОВ Руслан Александрович – аспирант, Институт физики Земли им. О.Ю. Шмидта РАН. 123995, ГСП-5, Москва, Д-242, ул. Большая Грузинская, д. 10, стр. 1. Тел.: 254-90-80. E-mail: shageraxcom@yandex.ru

FLOW OF A FLUID-SATURATED BRECCIA IN A MUD FEEDING SYSTEM OF MUD VOLCANOES

A.L. Sobisevich, R.A. Zhostkov

Schmidt Institute of Physics of the Earth, Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia

Abstract. The results of low-frequency microseismic sounding of the Shugo mud volcano are used for theoretical modelling of the processes of hydrodynamic outflow under various possible mechanisms of eruptive activity.

Keywords: mud volcanoes, volcanic activity model, geophysical profile, two-phase flow.