

УДК 532.593+532.529+532.528+532.787+550.3

# О ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРИЗНАКАХ ВЗРЫВНЫХ ИЗВЕРЖЕНИЙ ВУЛКАНОВ

## 1. ГИДРОДИНАМИЧЕСКИЕ АНАЛОГИ ПРЕДВЗРЫВНОГО СОСТОЯНИЯ ВУЛКАНОВ, ДИНАМИКА СОСТОЯНИЯ ТРЕХФАЗНОЙ МАГМЫ В ВОЛНАХ ДЕКОМПРЕССИИ

В. К. Кедринский

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН, 630090 Новосибирск  
E-mail: kedr@hydro.nsc.ru

Представлены экспериментальные данные и результаты численного моделирования динамики состояния магмы при взрывных вулканических извержениях. В предположении, что интенсивность взрывных вулканов не оказывает существенного влияния на механизмы их извержений, выполнены исследования предвзрывного состояния вулканов и развивающихся в магме кавитационных процессов при ее взрывной декомпрессии. Показано, что ряд взрывных вулканических систем по структурному признаку предвзрывного состояния близок к гидродинамическим ударным трубам, соответствующим схеме Гласса — Хьюкрота. При этом возникающие в результате ударно-волнового нагружения жидкости высокоскоростные процессы могут рассматриваться как аналоги природных вулканических процессов, которые независимо от интенсивности извержения имеют общие газодинамические признаки и общую кинетику, определяющую их механизмы.

**Ключевые слова:** динамика состояния магмы, взрывное извержение, моделирование, кавитация, кристаллизация, разрушение.

**Введение.** Взрывные вулканические извержения представляют собой широкий спектр предсказуемых процессов, к числу которых прежде всего следует отнести фазовые переходы, происходящие в результате декомпрессии сжатой до высоких давлений жидкой магмы. Как следствие магматический расплав, содержащий большое количество растворенных газов, становится пересыщенным. В результате гомогенной нуклеации возникают кавитационные зародыши, растущие, в частности, за счет диффузии газов из расплава. При этом вязкость расплава по мере дегазации динамически возрастает. В то же время механизмы многих процессов, происходящих в магме и определяющих как динамику ее состояния и формирование структуры потока в волнах декомпрессии, так и, по сути, характер извержения, остаются неясными. Поскольку ответы на эти вопросы не могут быть однозначными в силу сложности, многогранности и многомасштабности явлений, составляющих их основу, необходимость классификации вулканических систем была очевидна.

По-видимому, первая классификация (по характеру извержений) предложена в конце XIX столетия. В соответствии с ней все известные вулканы были разделены на три

группы: 1) спокойные (сопровождаются только лавовыми потоками); 2) взрывные; 3) комбинированные (сильные извержения с потоками лавы). При этом была сформулирована физическая модель начального состояния вулканов взрывного типа, в соответствии с которой охлажденная часть магмы создает лавовую пробку, блокирующую газы и магму в вулканическом канале. Когда давление в канале становится достаточным для разрушения пробки, горячие газы и магма взрывным образом извергаются из кратера.

В 1908 г. А. Лакро уточнил понятия взрывных вулканов, положив в основу их классификации интенсивность извержений. Согласно этой классификации взрывные извержения делятся на следующие группы (по мере возрастания интенсивности): Hawaiian (извержения, редко имеющие взрывной характер), Strombolian (извержения средней интенсивности), Plinian/Vulcanian (сильные извержения) и Pelean (гигантские извержения). Возникает вопрос: идентичны ли в своей основе механизмы, определяющие эти многогранные процессы? Ответ на данный вопрос, очевидно, позволит лучше понять процессы, происходящие в магме, и решить проблему моделирования динамики ее состояния при взрывной декомпрессии.

Аналогию процессов, происходящих при взрывных извержениях вулканов, можно найти в гидродинамике высокоскоростных течений жидких сред, инициируемых взрывными источниками различной интенсивности. Последняя зависит от скорости выделения энергии, которая оказывается незначительной при подводном взрыве проводников, газовых смесей и достигает максимума при взрыве конденсированных литых и прессованных взрывчатых веществ. В качестве примера можно назвать направленный выброс (султан) на свободной поверхности жидкости, который наблюдается при подводных взрывах малоуглубленных зарядов и напоминает вулканические извержения [1]. Следует отметить, что механика этих явлений имеет одну и ту же кумулятивную природу, определяемую только взаимодействием взрывной полости со свободной поверхностью, и не зависит от скорости выделения энергии названных взрывных источников.

Можно предположить, что для некоторых вулканов, входящих в классификацию А. Лакро, интенсивность также не оказывает существенного влияния на механизмы, определяющие процессы, развивающиеся при извержениях. При этом важным этапом исследований становится поиск общих закономерностей взрывных извержений, на основе которых создаваемые математические модели и экспериментальные подходы можно считать физически обоснованными. В данной работе исследуется возможность классификации процессов формирования высокоскоростных течений в вулканических каналах по единым газодинамическим признакам и общей кинетике, определяющей структуру этих течений.

Ниже рассматриваются газодинамические признаки взрывных извержений.

**1. Гидродинамические ударные трубы как аналоги схемы предвзрывного состояния вулканов.** Анализ результатов исследований механики разрушения жидкостей при их ударно-волновом нагружении [2] и данных по вулканическим извержениям, представленных, в частности, в [3], позволяет сделать два основных вывода. Во-первых, по крайней мере часть вулканов, отнесенных по геофизической классификации к вулканам взрывного типа, по структурному признаку и по признакам состояний, предшествующих взрывным извержениям, близка к гидродинамическим ударным трубам (ГУТ). Во-вторых, нестационарные высокоскоростные процессы, возникающие при импульсном нагружении жидких сред [2], при определенных условиях могут рассматриваться как аналоги природных вулканических процессов и по вероятным механизмам их инициирования, и по динамике состояния потока.

При экспериментальном моделировании извержений взрывного типа в качестве рабочих схем могут использоваться гидродинамические ударные трубы различного типа, предназначенные для генерации в лабораторных условиях ударных волн с управляемы-

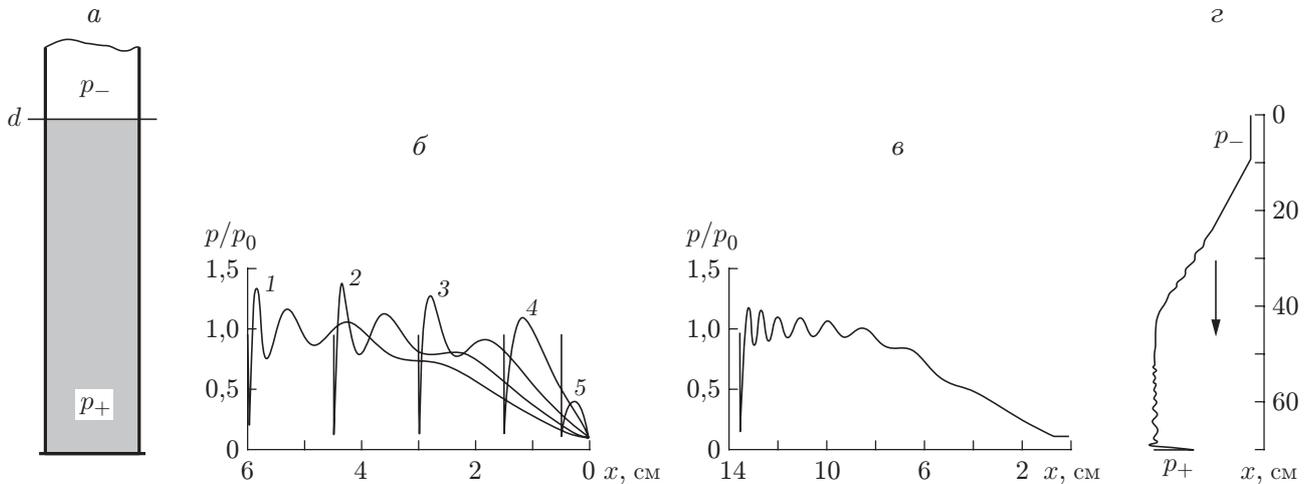


Рис. 1. Расчетная волновая структура в кавитирующей среде ( $x > 0$ ) в камере высокого давления:

*a* — схема ударной трубы [4]; *б* — формирование предвестника (1 —  $t = 3,3$  мкс; 2 —  $t = 10$  мкс; 3 —  $t = 20$  мкс; 4 —  $t = 30$  мкс; 5 —  $t = 40$  мкс); *в* — распределение давления  $p/p_0$  при  $t = 90$  мкс; *г* — профиль волны разрежения при  $t = 440$  мкс (стрелка — направление движения фронта волны)

ми параметрами [4–6]. Для моделирования процессов, развивающихся в сжатой магме в результате ее декомпрессии, в статической схеме Гласса — Хьюкрота [4] достаточно поменять местами газ и жидкий образец. В динамических схемах [5, 6], позволяющих генерировать ударные волны с заданными параметрами, используются жидкие образцы только со свободной поверхностью. При этом понятий камеры высокого давления и диафрагмы в смысле статической схемы [4] не существует. В этом случае газодинамическая схема предвзрывного состояния вулкана формируется в динамическом режиме. Образец, имеющий межфазную границу с атмосферой (свободную поверхность), сжимается до заданного уровня давления ударной волной, которая генерируется в нем каким-либо внешним источником [5, 6] и распространяется по образцу до межфазной границы, моделируя таким образом гидростатику в вулканической камере. Отраженная от этой границы волна является волной разрежения, которая, распространяясь по сжатому образцу в противоположном направлении, выполняет функцию волны декомпрессии.

Очевидно, схема ударной трубы [4] (рис. 1, *a*) является наиболее близким аналогом гидродинамической схемы вулканов с каналами, закрытыми затвердевшей лавой — так называемыми куполами (domes), если они находятся на дне кратера, или пробками (plugs), если они образуются в самом канале. Действительно, схема ГУТ [4] включает три основных элемента: камеру высокого давления  $p_+$  (аналог системы вулканической камера — канал, заполненные магмой), камеру низкого давления  $p_-$  (аналог свободной части вулканического канала или кратера, сообщающегося с атмосферой) и разделяющую их диафрагму (пробку)  $d$  (рис. 1, *a*). Координата диафрагмы  $x = 0$ . Разрыв диафрагмы  $d$  приводит систему в состояние, называемое в газовой динамике распадом произвольного разрыва, в результате чего в камере высокого давления возникает и распространяется волна разрежения (волна декомпрессии). Это начальная стадия извержения, в течение которой, по сути, формируется структура магматического потока и создаются условия для перехода его в двухфазное состояние. Как известно, возникающие в жидкой среде фазовые переходы и динамически развивающаяся пузырьковая кавитация приводят к существенному изменению параметров и структуры импульсного поля растягивающих напряжений, ини-

цирующего эти процессы [2]. Естественно ожидать подобных эффектов и в вулканической системе.

Качественно некоторые особенности динамики волнового поля в среде с развивающейся кавитацией можно показать на простом примере: камеру высокого давления (рассматривается схема [4]) занимает сжатый до давления  $p_+ = 1,5$  атм образец воды, содержащий гетерогенные зародыши кавитации (микропузырьки свободного газа радиусом  $R_0 = 50$  мкм с объемной концентрацией газа  $k_0 = 10^{-4}$ ). Процесс формирования структуры волнового поля в такой среде после разрыва диафрагмы рассчитан в [7] (рис. 1, б–г) в рамках двухфазной модели Иорданского — Когарко — ван Вингаардена [8–10].

Из рис. 1, б следует, что в начальные моменты времени после распада разрыва в разгружаемой сжатой среде возникает центрированная волна разрежения, которая распространяется по невозмущенной среде влево с “замороженной” скоростью звука  $c_0 = 1,5 \cdot 10^3$  м/с и возбуждает кавитационный процесс. При этом ее профиль трансформируется в волновой пакет [7]. Из рис. 1, в, г, на которых показана структура волнового поля при  $t = 90, 440$  мкс, следует, что она включает предвестник (волновой пакет) и основную волну разрежения с осциллирующим фронтом. При этом фронт волны (рис. 1, г) распространяется с равновесной скоростью звука  $c_{ph} = \sqrt{\gamma p_0 / (\rho_0 k_0)}$ , характерной для двухфазной пузырьковой среды (в рассматриваемом примере приблизительно  $10^3$  м/с).

Очевидно, наиболее ярким примером вулканов взрывного типа, начальное состояние которых перед извержением соответствует схеме [4], является вулкан Сант Хелен (St Helen), мощное взрывное извержение которого инициировал гигантский оползень, сорвавший (согласно данным геофизиков) пробку, закрывающую вулканический канал. В соответствии с этой схемой состояние вулкана до извержения (рис. 2, а) можно восстановить по его поствзрывному состоянию, описанному в [11].

Та же схема реализуется в некоторых открытых вулканических системах в результате естественных процессов, происходящих при деформации кратера, содержащего жидкую лаву (например, гавайский вулкан Килауа (Kilauea)). По данным американских геофизиков,

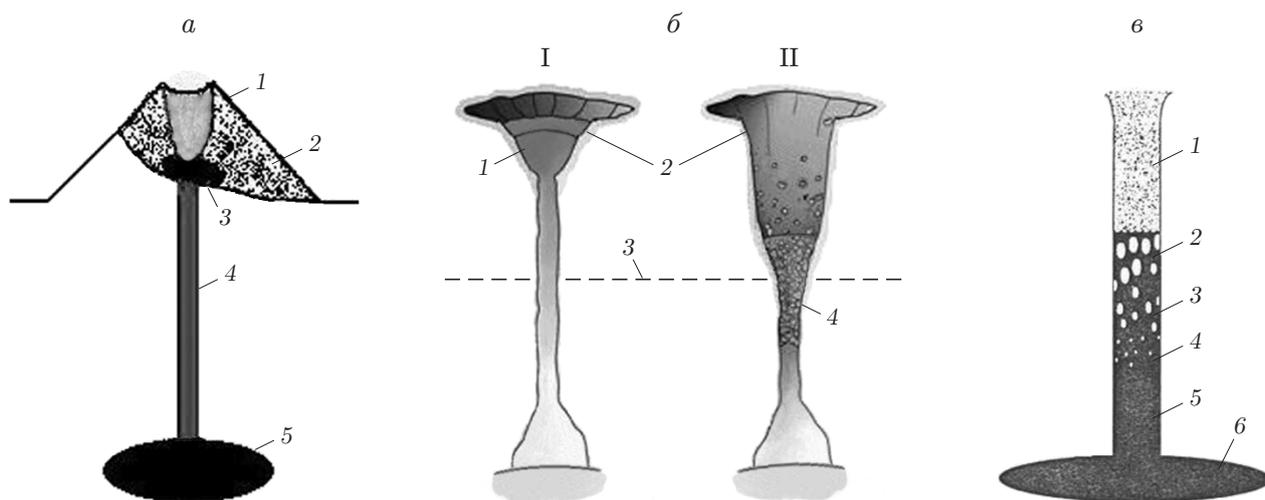


Рис. 2. Схемы состояний двух вулканов:

а — схема начального состояния вулкана Сант Хелен (1 — конус; 2 — зона оползня; 3 — пробка; 4 — канал вулкана; 5 — камера вулкана); б — схема предвзрывного состояния вулкана Килауа: I — начальная форма кратера; II — образование пробки, блокирующей магму в канале, в результате обрушения стенок кратера (1 — расплав лавы; 2 — кратер; 3 — уровень грунтовых вод; 4 — пробка); в — схема динамики структуры потока магмы в открытой вулканической системе [13] (1 — газ и частицы; 2 — зона фрагментации; 3 — пена; 4 — зона кавитации; 5 — зона нуклеации; 6 — магма)

обрушение кратера и наличие грунтовых вод в окрестности вулканического канала, первоначально защищенного своеобразной грунтовой оболочкой, сыграло важную роль при взрывном извержении вулкана Килау в 1924 г. (рис. 2, б). Согласно этой версии под влиянием раскаленной лавы обрушились стенки кратера и часть защитной оболочки канала. Обрушенная порода образовала в устье вулканического канала пробку, блокирующую магму, сформировав таким образом начальное состояние системы, соответствующее схеме [4].

Высокое давление пара, образовавшегося в результате взаимодействия просочившихся грунтовых вод с лавой, привело к разрушению пробки и как следствие к взрывному извержению. Заметим, что механизм инициирования извержения вулкана Килау, в целом не меняясь, мог иметь несколько другой характер, если предположить, что образовавшаяся в результате обрушения породы пробка была проницаемой и для грунтовых вод, и для магмы. Естественно ожидать, что возникающий при их взаимодействии пар заполнял поровое пространство пробки, превращая ее в своеобразную паровую “бомбу”, взрыв которой под большим давлением пара мог инициировать извержение.

На рис. 2, б показаны начальная форма кратера вулкана Килау (до разрушения его стенок раскаленной лавой) и конечная форма (после разрушения и образования пробки). Видно, что гидродинамические схемы вулканов Сант Хелен (рис. 2, а) и Килау (схема II на рис. 2, б), по сути, являются физическими аналогами классической схемы [4] (см. рис. 1, а). Таким образом, для вулканов такого типа как постановки экспериментов, так и математическое моделирование поведения магмы в волне декомпрессии могут быть выполнены в рамках этой схемы.

Поведение открытых вулканических систем описано в работе [12]. Согласно данным [12] при подъеме магмы из корковой магматической камеры к поверхности Земли в результате ее декомпрессии выделяется газ (образуются парогазовые пузырьки), двухфазная смесь взбухает, ускоряется и переходит в состояние, подобное пене. Жидкие вязкие пленки магмы, окружающие пузырьки в пене, не способны долго сдерживать растущее (за счет диффузии из расплава) давление газа в пузырьках. Пленки разрушаются на мелкие фрагменты и остывают, образуя смесь пепла и пара, которая движется в направлении выхода из канала в кратер, приобретая высокую скорость при свободной декомпрессии в атмосфере. Отмечается, что если разгрузка смеси происходит в самом кратере, то извержение может происходить с существенно меньшей скоростью.

На рис. 2, в представлена схема динамики состояния магмы [13], которая соответствует описанию, приведенному в [12]. Следует отметить, что эта модель перехода от кавитирующего состояния сжатой среды к пенному при взрывном характере ее разгрузки согласуется с экспериментальными данными, полученными в соответствии с динамической схемой ГУТ [2, 5, 14] при исследовании задач кавитационного разрушения жидких сред при их импульсном нагружении. Однако, несмотря на идентичность указанных процессов, при моделировании динамики состояния магмы в “стационарно-открытых” вулканических системах, отличных от систем рассмотренного выше типа, возникает ряд трудностей, прежде всего при постановке экспериментов. Дело в том, что процесс инициирования декомпрессии по схеме [12] протекает не со скоростью звука в пузырьковой среде, с которой распространяется волна декомпрессии после распада разрыва, а с переменной массовой скоростью всплытия магмы к поверхности Земли. По-видимому, в рамках математической модели можно реализовать эту особенность, определив из общих соображений скорость и ускорение потока, и использовать постановку математической задачи в соответствии со схемой ГУТ [4], сообщив волне декомпрессии переменную скорость распространения, соответствующую скорости подъема магмы.

Изложенное выше, по сути, определяет общие газодинамические признаки начального состояния и начальной (волновой) стадии извержения вулканов указанных типов:

газодинамическая схема ударной трубы, распад произвольного разрыва, формирование предвестника и волны разрежения (декомпрессии). Следует отметить, что волновая стадия инициирует фазовые переходы, сопровождается развитием кавитационных процессов, кристаллизации и имеет, по существу, два характерных временных интервала:  $L_0/c_0$  и  $L(t)/c_{ph}(k)$  ( $L_0$  — начальная высота столба магмы в вулканическом канале;  $L(t)$  — длина канала, изменяющаяся вследствие развития кавитации). Первый интервал определяется скоростью предвестника (скорость звука  $c_0$  в невозмущенной однофазной среде), второй — скоростью  $c_{ph}(k)$  основной волны декомпрессии в пузырьковой среде, которая зависит от интенсивности развития кавитации за фронтом предвестника и, по сути, является переменной.

**2. Газодинамическая модель пузырьковой кавитации в магме. Роль кристаллитов.** Наличие в магме кристаллитов не вызывает сомнений. Однако их влияние на состояние магмы и на динамические процессы, протекающие в ней при декомпрессии, далеко не однозначно. По-видимому, можно выделить три состояния кристаллитов: 1) кристаллическая фаза сохраняется, кристаллиты растут в магматическом расплаве, в котором в результате гомогенной нуклеации в волне декомпрессии появляется третья, газовая фаза (в виде кавитационных пузырьков); 2) кристаллиты могут стать зародышами новой (паровой) фазы, тогда магматический расплав становится двухфазной пузырьковой средой, в которой одновременно или последовательно могут наблюдаться гомогенная и гетерогенная нуклеации; 3) в период между извержениями в канале вулкана и магматической камере кристаллиты могут формировать кластеры — своего рода зародыши магматических “бомб”. При этом, естественно, возможно формирование ядер кавитации как внутри кластеров, так и в окружающем их расплаве.

Рассмотрим первый вариант, когда имеющиеся в магматическом расплаве кристаллиты остаются в качестве зародышей кристаллизации, а гомогенная нуклеация приводит к интенсивному развитию кавитационного процесса в зоне действия волны декомпрессии. Время нуклеации кавитационных зародышей в магматическом расплаве за фронтом волны декомпрессии можно определить как период индукции  $\tau$ , в течение которого в окрестности фронта волны декомпрессии происходит полное насыщение расплава зародышами и формируется трехфазное состояние магмы. При этом степень пересыщения магматического расплава практически не меняется, а период индукции определяется на основе кинетических уравнений

$$J = J^* \exp(-W^*/(k_B T)), \quad J^* = (2n_g^2 V_g D/d) \sqrt{\sigma/(k_B T)}, \quad W^* = 16\pi\sigma^3/(3\Delta p^2); \quad (1)$$

$$\Delta p = p_s - p, \quad V_d = (4\pi/3)(\chi^3 - 1)R^3, \quad \chi = r_d/R; \quad (2)$$

$$X_d = 1 - \exp\left(-\int_0^\tau J(t')V_d(t-t') dt'\right), \quad N_b = \int_0^\tau J(t')(1 - X_d(t')) dt'. \quad (3)$$

Здесь  $J$  — частота нуклеации;  $n_g$  — число молекул воды, растворенной в единице объема магмы;  $V_g$  — объем молекулы;  $d$  — расстояние между молекулами;  $D$  — коэффициент диффузии газа в расплаве;  $\sigma$  — поверхностное натяжение;  $W^*$  — работа, затрачиваемая на формирование критических ядер;  $r_d$  — радиус зародыша с диффузионным слоем;  $R$  — радиус зародыша;  $V_d$  — объем диффузионного слоя;  $X_d$  — полный объем диффузионных слоев в единице объема магмы;  $N_b$  — плотность ядер кавитации в единице объема магмы;  $k_B$  — постоянная Больцмана. Расчеты выполнены при следующих начальных данных: высота столба магмы в канале вулкана 1 км (с соответствующим распределением гидростатического давления в поле силы тяжести), давление в вулканической камере  $p_{ch} = 170$  МПа, температура расплава  $T = 1120$  К, плотность расплава  $2650$  кг/м<sup>3</sup> при распределении вязкости по высоте столба в интервале  $10 \text{ Па} \cdot \text{с} < \mu < 10^3 \text{ Па} \cdot \text{с}$ .

Расчет показал, что после распада разрыва (образования свободной поверхности у столба магмы) лишь к моменту  $t = 14 \div 15$  мс на фронте образуется скачок декомпрессии, который инициирует процесс нуклеации. При этом  $J$  имеет порядок единицы,  $N_b$  порядка  $0,1 \text{ м}^{-3}$ . В течение нескольких миллисекунд эти характеристики динамически возрастают: при  $t = 15$  мс  $J \approx 10^5$ ,  $N_b > 10 \text{ м}^{-3}$ ; при  $t = 16$  мс  $J \approx 10^9$ ,  $N_b \approx 10^5 \text{ м}^{-3}$ ; при  $t = 17$  мс достигаются максимальные значения и частоты нуклеации, и плотности ядер кавитации:  $J \approx 10^{14}$ ,  $N_b \approx 10^9 \text{ м}^{-3}$ . Таким образом, время  $t = 17$  мс можно определить как момент насыщения расплава зародышами. Следует отметить, что до этого момента радиусы пузырьков, вязкость и ее распределение, а также концентрация газовой фазы в расплаве оставались практически неизменными. После насыщения в течение нескольких сотен микросекунд радиус кавитационных пузырьков за фронтом волны декомпрессии возрастает до 25 мкм. Однако в дальнейшем их рост замедляется. Например, радиусы пузырьков достигают значения, равного 65 мкм, при  $t = 41$  мс.

Согласно приведенным выше данным после достижения скачка декомпрессии, способного инициировать фазовый переход, период индукции трехфазного состояния составляет около 2 мс (с момента  $t = 15$  мс до момента  $t = 17$  мс), необходимых для насыщения расплава зародышами. Начиная с этого момента фронт волны декомпрессии можно рассматривать и как фронт насыщения расплава зародышами, и как фронт диффузии, поскольку в дальнейшем газ диффундирует из раствора в уже имеющиеся кавитационные зародыши, при этом новые зародыши практически не образуются.

Следующую стадию динамики состояния вулкана можно определить как стадию развития кавитационного процесса в магматическом расплаве, длительность которой на порядки больше и которая, собственно, и определяет структуру потока в вулканическом канале. В [15], очевидно впервые, показано, что и процесс развития кавитации, и динамику структуры волнового поля в зоне кавитации можно описать системой уравнений нестационарной газовой динамики [8–10] для средних давления, плотности и массовой скорости. Система дополняется кинетическими соотношениями, включающими уравнение Рэлея, в котором давление на бесконечности заменяется средним давлением в среде. Показано, что расчеты, выполняемые по такой модели, адекватно описывают экспериментальные данные [2, 15, 16].

Для моделирования процесса развития кавитации в магматическом расплаве применим схему ГУТ [4] и газодинамическую модель [8–10, 15], в которой вместо уравнения Эйлера используется уравнение Навье — Стокса, записанное в общем случае для переменной вязкости. Законы сохранения известны, поэтому приведем только систему замыкающих кинетических уравнений, включающих уравнение Рэлея, которые определяют динамику состояния рассматриваемой двухфазной среды:

$$p = p_0 + \frac{\rho_{l0} c_{l0}^2}{n} \left[ \left( \frac{\rho}{\rho_{l0}(1-k)} \right)^n - 1 \right], \quad \frac{4\pi}{3} p_g R^3 = \frac{m_g k_B T}{M}; \quad (4)$$

$$R\ddot{R} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 = \frac{p_g(R) - p}{\rho_{l0}} - \frac{4\mu\dot{R}}{\rho R}, \quad \mu = \mu^* \exp\left(\frac{E_\mu(C)}{k_B T}\right), \quad E_\mu(C) = E_\mu^*(1 - k_\mu C); \quad (5)$$

$$\frac{dm_g}{dt} = 4\pi R^2 \rho D \left( \frac{\partial C}{\partial r} \right)_R = 4\pi R \rho D (C_i - C^{eq}(p_g)). \quad (6)$$

Уравнения (4) описывают состояния пузырьковой среды  $p(\rho)$  и газа, уравнения (5) определяют радиусы кавитационных пузырьков  $R(p, p_g, \mu)$  и вязкость  $\mu(C)$  [17], которая зависит от динамики концентрации  $C$  растворенных в магме газов. Уравнение (6) представляет собой уравнение диффузии. В [18] система кинетических уравнений дополнена уравнениями кристаллизации, включающими уравнение баланса температуры в трехфазной магме

и уравнения для определения скорости кристаллизации  $v_{cr}$  и удельного объема закристаллизовавшейся магмы  $k_{cr}$ :

$$\frac{dT}{dt} = Ku \frac{dX}{dt} - Ku' \frac{4\pi}{3} N_b z_0^3 \frac{dm_g}{dt},$$

$$k_{cr} = \frac{4\pi}{3} N_{cr} v_{cr}^3 t_0^3 \left( \int_0^t v_{cr} d\tau \right)^3, \quad v_{cr} = \Delta T. \quad (7)$$

Здесь  $Ku$ ,  $Ku'$  — числа Кутателадзе, зависящие от теплоты кристаллизации и теплоты десорбции соответственно; величины с индексом 0 — масштабные характеристики, относительно которых обезразмериваются переменные.

Математическая модель с кинетикой (1)–(7) [18] позволила впервые выполнить анализ динамики состояния тяжелой магмы в канале вулкана в нестационарном волновом поле и изучить основные характеристики этого поля. Как показано в [18], при  $t \approx 4$  с распределение объемной концентрации пузырьков  $k_b$  оказывается сформированным и в дальнейшем меняется незначительно (рис. 3). Это означает, что рост пузырьков в расплаве существенно замедлился, а их размер (с учетом увеличения вязкости магмы на 6–7 порядков) приближается к предельно возможному (рис. 4). Результаты расчета (см. рис. 3, 4) позволяют предположить, что к моменту  $t \approx 6$  с после начала разгрузки в трехфазной магме с “вмороженными” пузырьками радиусом около 0,3 мм на значительной части столба практически завершается процесс стеклования.

Как это ни парадоксально, но резкое увеличение вязкости магмы при ее дегазации и наличие диффузионных процессов, определяющих в конечном счете динамику роста кавитационных пузырьков, могут существенно упростить математическое моделирование процесса, если окажется, что уравнение Рэлея “работает” только на начальной стадии. В этом случае на определенном этапе рост пузырьков будет определяться преимущественно процессом диффузии, уравнение Рэлея окажется практически “заблокированным”, что позволит заменить его в системе кинетических соотношений на аналитическую зависимость  $R(t)$  [17].

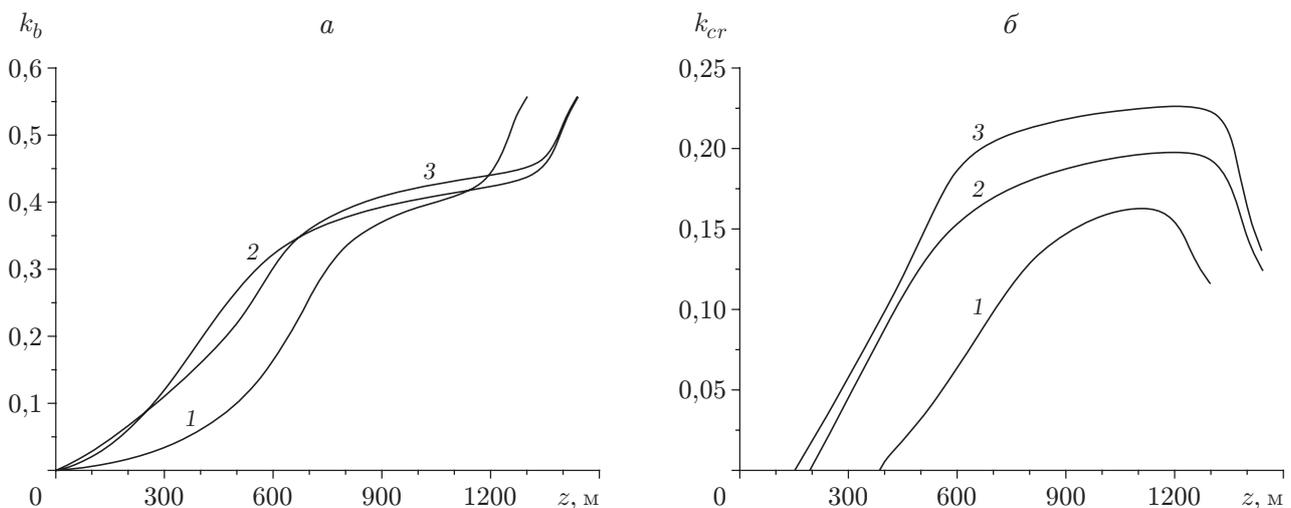


Рис. 3. Динамика распределения концентрации газовой (а) и кристаллической (б) фаз по координате  $z$  в различные моменты времени после разрыва диафрагмы:

1 —  $t = 2,1$  с; 2 —  $t = 3,8$  с; 3 —  $t = 6,1$  с

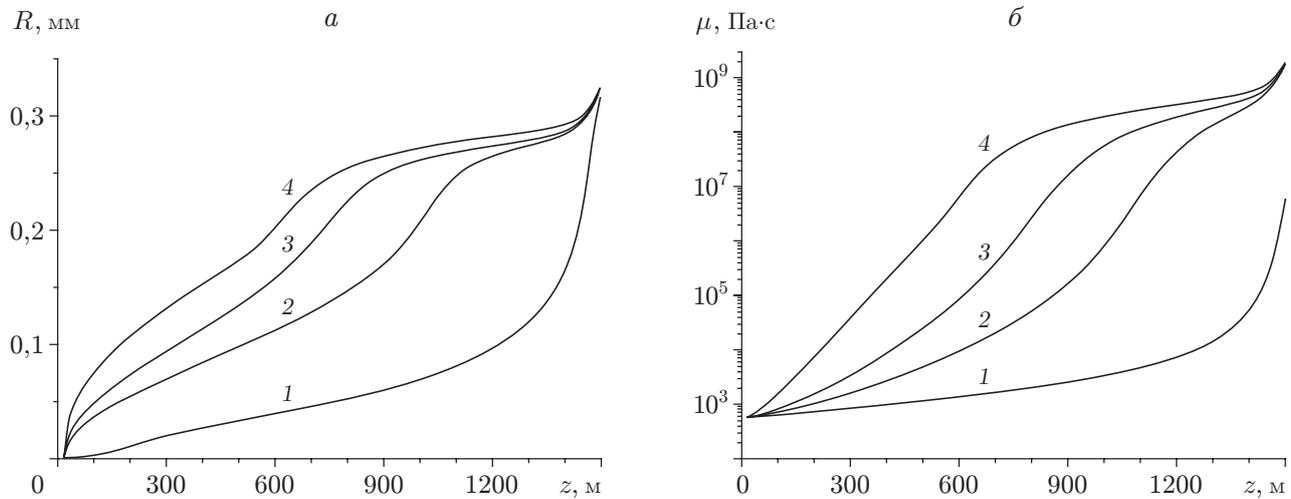


Рис. 4. Динамика распределения радиусов пузырьков (*a*) и вязкости (*б*) по координате  $z$  в различные моменты времени после разрыва диафрагмы: 1 —  $t = 0,6$  с; 2 —  $t = 2,1$  с; 3 —  $t = 3$  с; 4 —  $t = 5,8$  с

**Заключение.** Выполненный анализ предвзрывного состояния вулканов, входящих в классификацию А. Лакро по интенсивности извержений, показал, что указанные вулканические системы по структурному признаку практически идентичны и близки к гидродинамическим ударным трубам, соответствующим схеме Гласса — Хьюкрота. Предложенная математическая модель многофазных сред и выполненный численный анализ позволяют предположить, что фазовые переходы в сжатой тяжелой магме и динамика ее состояния при внезапной декомпрессии (по крайней мере, до этапа разрушения) могут быть описаны единой системой газодинамических законов сохранения с широким спектром кинетических соотношений, учитывающих характерные особенности физических процессов, развивающихся в магме.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. **Kedrinskii V. K.** The experimental research and hydrodynamic models of a "sultan" // Arch. Mech. 1974. V. 26, N 3/4. P. 535–540.
2. **Кедринский В. К.** Нелинейные проблемы кавитационного разрушения жидкости при взрывном нагружении (обзор) // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 3. С. 74–91.
3. **The physics of explosive volcanic eruptions.** L.: Geolog. Soc., 1998. V. 145. Spec. Publ.
4. **Glass I. I., Heuckroth L. E.** Hydrodynamic shock tube // Phys. Fluids. 1963. V. 6, N 4. P. 543–549.
5. **Воротникова М. И., Кедринский В. К., Солоухин Р. И.** Ударная трубка для исследования одномерных волн в жидкости // Физика горения и взрыва. 1965. № 1. С. 5–15.
6. **Бесов А. С., Кедринский В. К., Пальчиков Е. И.** Изучение начальной стадии кавитации с помощью дифракционно-оптической методики // Письма в ЖТФ. 1984. Т. 10, вып. 4. С. 240–244.
7. **Kedrinskii V. K., Plaksin S. I.** Rarefaction wave structure in cavitating liquid // Proc. of the 11th Intern. symp. on nonlinear acoustics, Novosibirsk, Aug. 24–28, 1987. Novosibirsk: Sib. Branch USSR Acad. Sci., 1987. V. 1. P. 51–55.
8. **Иорданский С. В.** Об уравнениях движения жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ. 1960. № 3. С. 102–110.

9. **Когарко Б. С.** Об одной модели кавитирующей жидкости // Докл. АН СССР. 1961. Т. 137, № 6. С. 1331–1333.
10. **Van Wijngaarden L.** On the equations of motion for mixtures of liquid and gas bubbles // J. Fluid Mech. 1968. V. 33. P. 465–474.
11. **Eichelberger J., Gordeev E., Koyaguchi T.** A Russian-Japan-US partnership to understand explosive volcanism: [Electron. resource]. Mode of access: <http://www.uaf.edu/geology/PIRE/PIRE.pdf>. Jun. 22, 2006. P. 1–4.
12. **Woods A. W.** The dynamics of explosive volcanic eruptions // Rev. Geophys. 1995. V. 33, N 4. P. 495–530.
13. **Dobran F.** Non-equilibrium flow in volcanic conduits and application of the eruption of Mt. St. Helens on May 18 1980 and Vesuvius in Ad. 79 // J. Volcanol. Geotherm. Res. 1992. V. 49. P. 285–311.
14. **Berngardt A. R., Bichenkov E. I., Kedrinskii V. K., Pal'chikov E. I.** Optic and x-ray investigation of water fracture in rarefaction wave at later stage // Proc. of the IUTAM symp. on optical methods in the dynamics of fluids and solids, Prague, Sept. 17–21, 1984. Berlin etc.: Springer, 1985. P. 137–142.
15. **Кедринский В. К.** Динамика зоны кавитации при подводном взрыве вблизи свободной поверхности // ПМТФ. 1975. № 5. С. 68–78.
16. **Kedrinskii V. K.** Shock induced cavitation // Shock wave sciences and technology reference library: Multiphase flows 1. Berlin; Heidelberg: Springer, 2007. V. 1, ch. 3. P. 67–97.
17. **Laykhovsky V., Hurwitz S., Navon O.** Bubble growth in rhyolitic melts: experimental and numerical investigation // Bull. Volcanol. 1996. V. 58, N 1. P. 19–32.
18. **Кедринский В. К., Давыдов М. Н., Чернов А. А., Такаяма К.** Начальная стадия взрывного извержения вулканов: динамика состояния магмы в волнах разгрузки // Докл. РАН. 2006. Т. 407, № 2. С. 190–193.

*Поступила в редакцию 28/1 2008 г.*

---