

УДК 532.593+532.529+532.528+532.787+550.3

О ГАЗОДИНАМИЧЕСКИХ ПРИЗНАКАХ ВЗРЫВНЫХ ИЗВЕРЖЕНИЙ ВУЛКАНОВ 2. МОДЕЛЬ ГОМОГЕННО-ГЕТЕРОГЕННОЙ НУКЛЕАЦИИ, ОСОБЕННОСТИ ДИНАМИКИ РАЗРУШЕНИЯ КАВИТИРУЮЩЕЙ МАГМЫ

В. К. Кедринский

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

В рамках газодинамической модели пузырьковой кавитации исследована динамика состояния магмы с кристаллитами. Влияние последних на развитие потока исследовалось для двух случаев: когда кристаллиты являются зародышами кавитации и когда в промежутке между извержениями в магме формируются крупные кластеры кристаллитов. Показано, что при использовании гомогенно-гетерогенной нуклеации в случае кристаллитов-ядер кавитации еще в волновом предвестнике возникают скачки декомпрессии, достаточные для формирования серий дискретных кавитационных зон, зон нуклеации, скачков вязкости и концентрации перед фронтом основной волны декомпрессии. Из результатов экспериментального моделирования взрывного извержения с выбросом кристаллических кластеров (магматических “бомб”) следует, что в спутном потоке кавитирующей магмы с динамически изменяющимися свойствами (средней плотностью и вязкостью) наблюдается нестационарное движение кластеров, формирующих независимый поток, скорость движения которого больше скорости потока магмы. Экспериментальные результаты моделирования структуры потока при его извержении показали, что коалесценция пузырьков в потоке приводит к образованию пространственных “снарядов” газ — частицы. Проведен анализ этого процесса в рамках комбинированной модели нуклеации, включающей двухфазную модель Иорданского — Когарко — ван Вингаардена и модель “замороженного” поля массовых скоростей в зоне кавитации.

Ключевые слова: магма, динамика состояния, газодинамическая модель, нуклеация, волна декомпрессии.

В данной работе исследуется динамика структуры потока магмы в рамках модельных экспериментальных постановок и газодинамика ее пузырькового состояния в волнах декомпрессии.

1. Особенности структуры зоны пузырьковой кавитации в условиях гомогенно-гетерогенной нуклеации. Как отмечено в [1, 2], на кристаллитах, объемная концентрация которых может существенно превышать концентрацию зародышей растворенного газа, могут формироваться ядра кавитации, в результате чего в расплаве наряду с гомогенной возникает гетерогенная нуклеация. При этом газодинамическая модель, предложенная в работе [3] и описывающая перечисленные выше процессы, сохраняется. Особенность физической постановки задачи заключается в том, что гетерогенный механизм “запускается” в каждом слое после завершения гомогенной нуклеации, причем в этот мо-

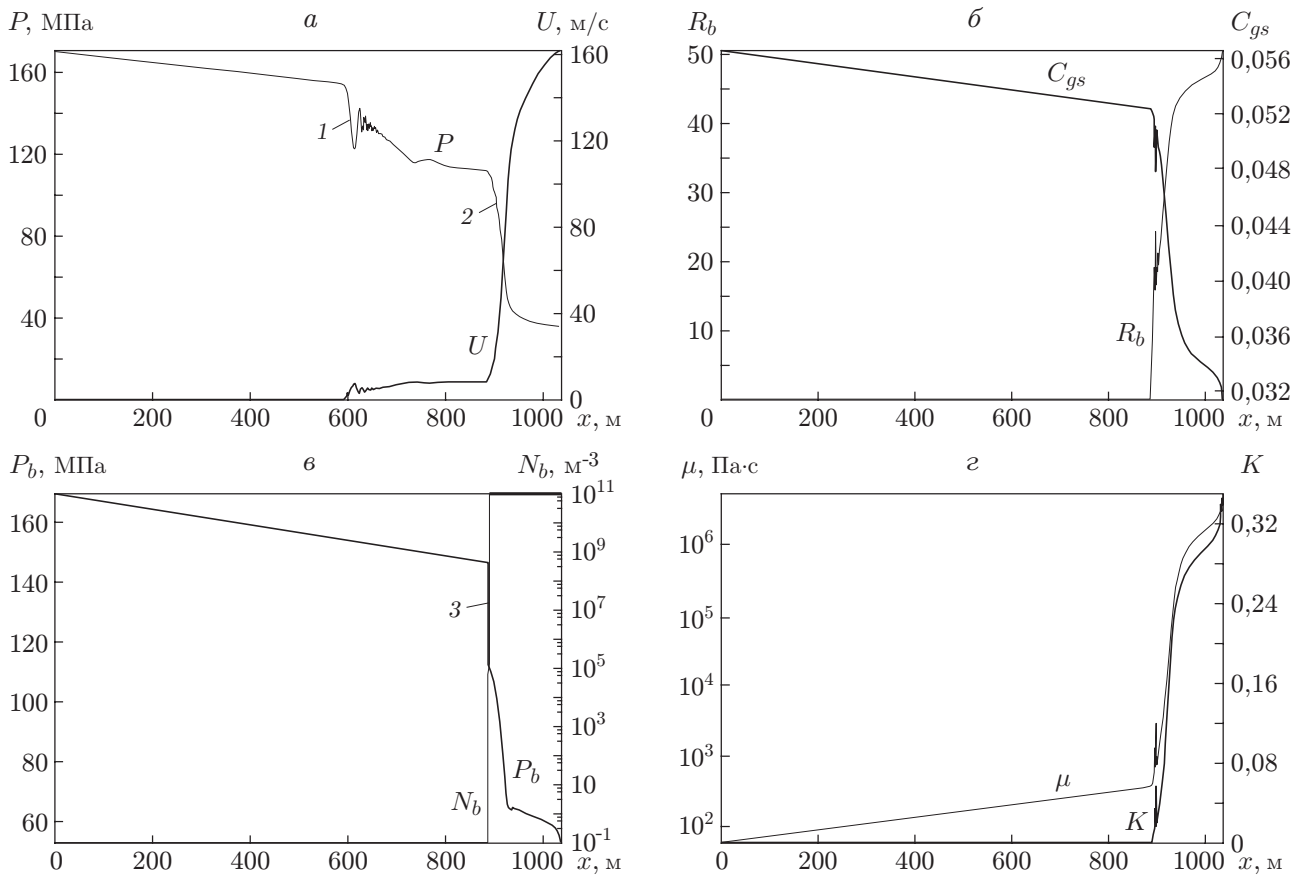


Рис. 1. Распределения основных характеристик динамики состояния расплава вдоль столба магмы при $t = 0,25$ с:

a — давление в волне декомпрессии P и массовая скорость U ; *б* — концентрация растворенного газа C_{gs} и радиусы пузырьков R_b ; *в* — давление в кавитационных пузырьках P_b и концентрация зародышей N_b ; *з* — вязкость расплава μ и объемная концентрация пузырьков K ; 1 — фронт предвестника; 2 — фронт основного возмущения; 3 — падение давления в пузырьках на фронте зоны насыщения зародышами в основной волне декомпрессии

мент времени начальные размеры всех зародышей независимо от их природы полагаются одинаковыми.

Из результатов расчетов (начальные условия см. в [3]) следует, что при использовании модели гомогенно-гетерогенной нуклеации существенно меняется структура течения. Как и в обычных пузырьковых и кавитирующих средах [4], падающая волна (ударная или волна разрежения) разделяется на предвестник с фронтом 1 (кривая $P(x)$ на рис. 1, *a*), распространяющийся в однородной среде со скоростью звука c_0 , и основное возмущение с фронтом 2, распространяющееся в пузырьковой среде с фазовой скоростью звука c_{ph} . Появление в расплаве гетерогенных зародышей приводит к увеличению их общей плотности на один-два порядка по сравнению со случаем гомогенной нуклеации. При этом существенно меняется структура предвестника, профиль которого в окрестности фронта 1 становится осциллирующим (кривая $P(x)$ на рис. 1, *a*). Фронт 2 основной волны декомпрессии движется значительно медленнее и при $t = 0,25$ с проходит расстояние от начального верхнего уровня столба магмы, равное лишь 100 м (кривая $P(x)$ на рис. 1, *a*). Заметим, что в распределении массовой скорости $U(x)$ имеются те же два характерных участка, что и у волны декомпрессии.

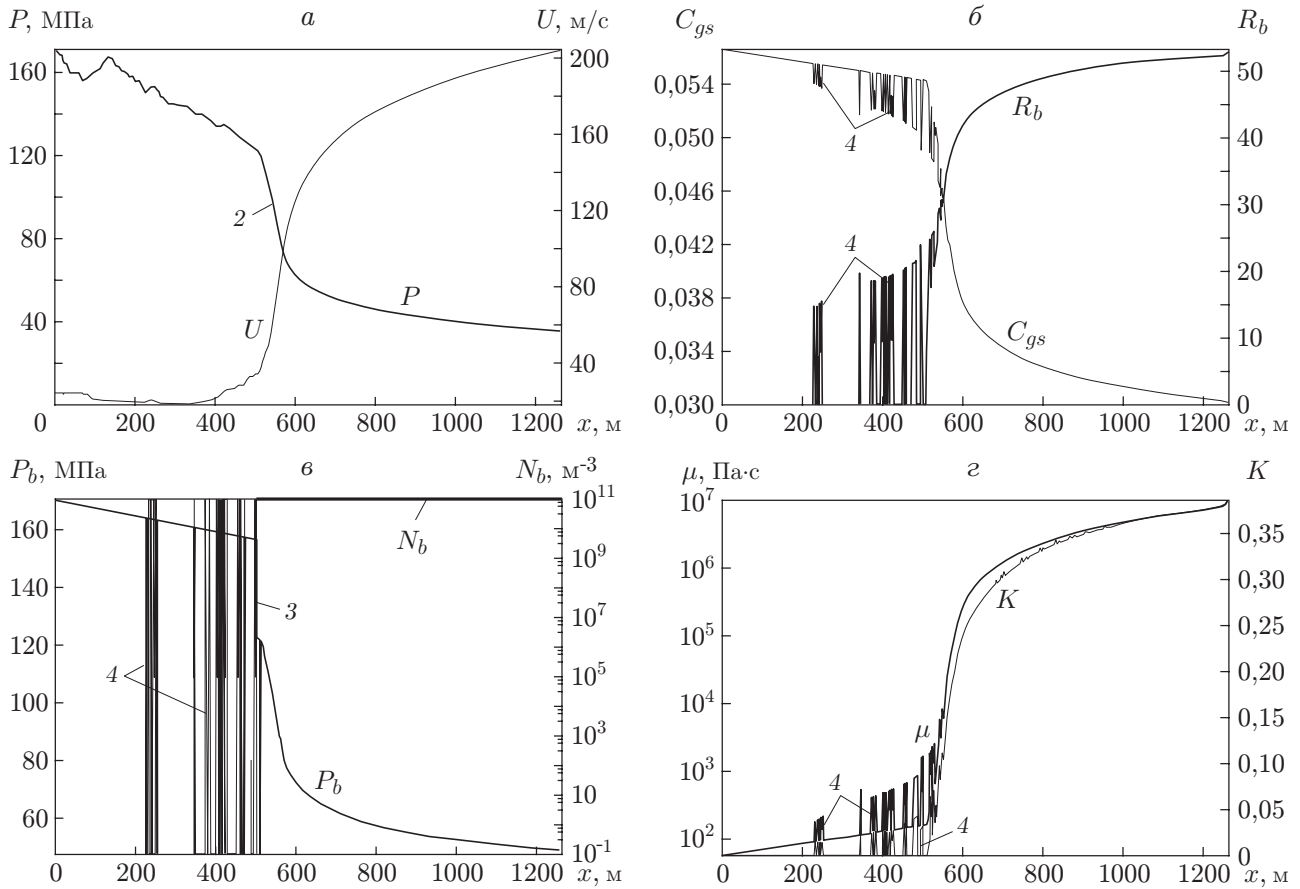


Рис. 2. Распределения функций состояния расплава P , U (а), C_{gs} , R_b (б), P_b , N_b (в), μ , K (г) вдоль столба магмы при $t = 1,5$ с:

2 — фронт основного возмущения; 3 — падение давления в пузырьках на фронте зоны насыщения зародышами в основной волне декомпрессии; 4 — система дискретных зон за фронтом предвестника

Таким образом, при $t = 0,25$ с в окрестности фронта структура предвестника имеет высокочастотную составляющую, а на участке между уровнями высоты 600 и 900 м — низкочастотную составляющую с существенно меняющейся амплитудой. Очевидно, это приводит к тому, что еще перед фронтом основной волны декомпрессии давление в расплаве падает, достигая уровня, достаточного для фазового перехода и насыщения расплава зародышами пузырьков. В расчетах зафиксирован скачок концентрации на фронте насыщения зародышами до максимального значения $N_b = 10^{11}$ м⁻³ и резкое падение давления в зародышах на этом фронте приблизительно на 40 МПа (участок 3 на кривой $P_b(x)$ на рис. 1, в). Скачки появляются также в распределениях основных характеристик расплава (рис. 1, б, г).

Из результатов расчета следует, что при $t = 1,5$ с наличие осциллирующей структуры предвестника приводит к резкому изменению состояния расплава: наблюдается спонтанное возникновение дискретных зон 4 насыщения расплава зародышами перед фронтом 2 основной волны и соответствующие им изменения в распределении параметров P_b , μ , R_b , C_{gs} и K (рис. 2). Число дискретных зон для всех указанных характеристик состояния расплава перед фронтом волны декомпрессии в этот момент времени достигает максимума. При этом во всех зонах насыщения зародышами перед фронтом волны декомпрессии

возникают дискретные зоны пониженного (по сравнению с давлением при статическом распределении) давления P_b в кавитационных пузырьках. На рис. 2, в эти зоны сливаются с кривыми N_b и их наличие определяется только по увеличенным толщинам линий N_b .

Следует отметить, что вблизи свободной границы столба магмы в кавитационных пузырьках давление остается достаточно высоким (до 50 МПа), радиусы пузырьков (50 мкм) превышают радиусы, полученные с использованием гомогенной модели, из-за наличия начальной стадии кавитации в предвестнике (рис. 2, в). Концентрация растворенного в расплаве газа уменьшается до 3 %, а концентрация паровых пузырьков достигает 35 %. В дальнейшем по мере распространения волны декомпрессии в глубь столба магмы дискретные кавитационные зоны перед ее фронтом сливаются и исчезают. К моменту $t = 2,6$ с распределение всех основных характеристик вновь становится непрерывным. Фронт волны декомпрессии регистрируется вблизи координаты $x = 200$ м, за счет кавитационных процессов высота столба магмы увеличивается до 1,5 км, а распределение вязкости жидкого компонента расплава в диапазоне $x = 400 \div 1500$ м имеет незначительный градиент: вязкость μ изменяется в интервале $3 \cdot 10^5 \div 10^7$ Па·с.

2. Кристаллические кластеры в кавитирующей магме (экспериментальное моделирование). Как известно, для некоторых типов вулканов характерна комбинационная структура извержения, которое сопровождается мощным выбросом раскаленных магматических “бомб” на многокилометровую высоту и извержением потока лавы [5]. Такая структура потока позволяет предположить, что в период между извержениями магма в канале вулкана представляет собой сильнокристаллизованный расплав, в котором возможно спонтанное формирование кристаллических кластеров и зон стеклования.

Данное состояние можно рассматривать как метастабильное с неоднородным по плотности распределением кристаллической фазы (кластерами). Можно ожидать, что при внезапной декомпрессии, инициирующей взрывное извержение, процесс интенсивной нуклеации будет протекать и в магме, и в жидком компоненте кристаллического кластера. Таким образом, при комбинационном извержении поток магмы может рассматриваться как трехфазная среда магма — пузырьковые зоны — кристаллические и стекловидные кластеры (с вероятным существованием в них внутренних кавитационных зон).

Экспериментальное моделирование динамики состояния данной среды при импульсной декомпрессии проведено для системы жидкость — кавитационные зародыши — несмачиваемые твердые частицы. В качестве таких систем использовались смеси твердых частиц произвольной формы размером 1–3 мм с раствором канифоли в ацетоне или с дистиллированной водой, содержащей естественные микронеоднородности в виде газовых зародышей с плотностью до 10^{12} м⁻³. В последнем случае взвешенное состояние частиц достигалось за счет добавления глицерина.

Лабораторное моделирование выполнено методом последовательного (ударная волна — волна разрежения) нагружения капли указанных смесей (диаметром около 1 см) на электромагнитной гидродинамической ударной трубке (рис. 3). Этот метод предоставляет уникальную возможность в реальном масштабе времени в импульсном режиме реализовать в исследуемом образце процессы, во многом адекватные моделируемым природным эффектам. Поскольку реальная жидкость (такая, как дистиллированная вода) содержит микронеоднородности с плотностью, приблизительно равной 10^{12} м⁻³ [6], ее небольшие объемы можно использовать в качестве испытываемых образцов. Например, капля жидкости радиусом 0,5 см содержит потенциальные центры нуклеации с плотностью, приблизительно равной 10^{11} м⁻³. Это означает, что образцы таких объемов могут рассматриваться как характерные элементы исследуемой среды. Таким образом, масштаб процесса (но не сам процесс) можно существенно изменить, добываясь тем самым необходимого разрешения тонкой структуры потока. Заметим, что использование в качестве подсветки

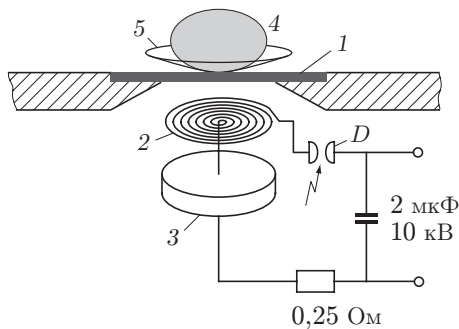


Рис. 3

Рис. 3. Схема электромагнитной гидродинамической ударной трубки:

1 — проводящая мембрана; 2 — плоская спираль; 3 — медный диск; 4 — жидкая капля; 5 — кольцевая кумулятивная струя; D — разрядный промежуток

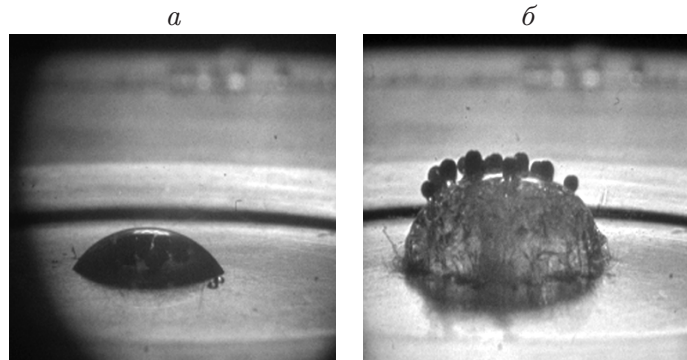


Рис. 4

Рис. 4. Начальная стадия разделения течения на два потока при ударно-волновом нагружении трехфазной системы (капля жидкости со взвешенными частицами):

a — $t = 0$, b — $t = 180$ мкс

лазерного импульса длительностью около 3 нс позволило разрешить тонкую структуру течения — тонкую кольцевую кумулятивную струю в виде пелены, возникающую при ударе диафрагмы по капле (рис. 3).

Основной целью исследований является анализ динамики формирования структуры трехфазного потока, результаты которого позволят лучше понять процессы взаимодействия твердых частиц в потоке с пузырьковыми кластерами, формирующимися за фронтом волн разрежения. Эксперименты показали, что процесс разрушения трехфазной магмы может быть обусловлен прежде всего выделением магматических “бомб” в самостоятельный, движущийся с большей скоростью поток и разрушением кавитирующего магматического расплава на стадии развития его пенной структуры (рис. 4–6). На photographs, представленных на рис. 4, показаны начальная форма капли с твердыми частицами внутри нее и начальная стадия разделения потоков частиц и кавитирующей жидкости. Как показывают эксперименты, твердые частицы, движущиеся с существенно большей скоростью, выбрасываются из общего потока и образуют систему, практически не зависящую от кавитирующей жидкости (рис. 5, масштаб увеличен). В экспериментах объемная концентрация твердых частиц в смеси N_p менялась в диапазоне от $N_p = 5 \div 6$ % до $N_p = 80$ % (см. рис. 4–6).

В результате экспериментальных исследований влияния концентрации твердой фазы на динамику структуры трехфазного течения обнаружено, что с увеличением концентрации частиц на начальной стадии они вовлекаются в процесс формирования ячеистой структуры потока, распределяясь в основном вдоль границ жидких ячеек (рис. 6, б, в). При концентрации $N_p \approx 60$ % частицы, по сути, сами формируют ячеистую структуру капли. Этот вывод подтверждает структура течения при малой объемной концентрации (см. рис. 5): поток частиц выбрасывается из основного течения вместе с элементами ячеек, которые в виде жидких шлейфов “сопровождают” поток частиц. На фотографии, представленной на рис. 6, а (экспозиция около 1 мкс), показано одно из состояний “капли” сухих частиц. Видно, что при тех же параметрах ударно-волнового нагружения ее структура остается компактной.

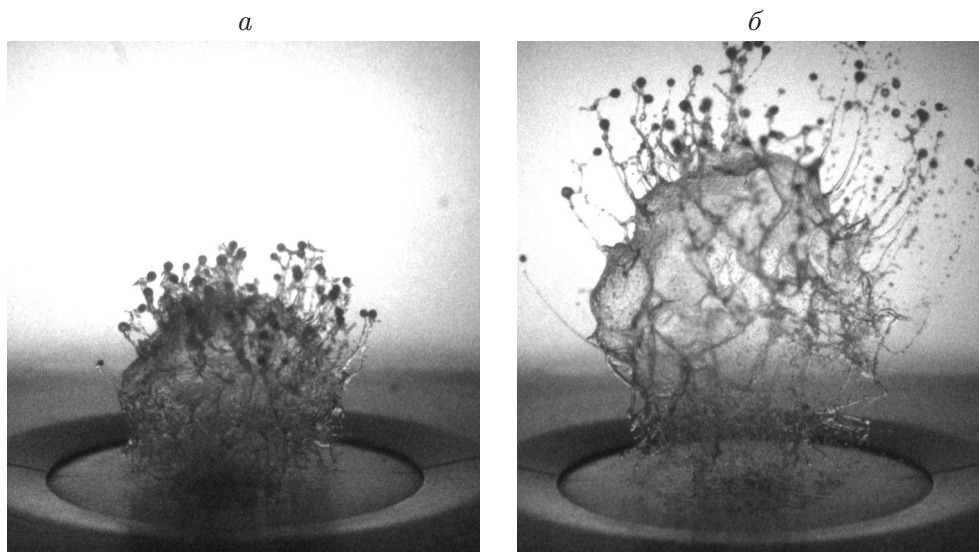


Рис. 5. Формирование потока твердых частиц и их выброс из кавитирующей капли:

a — $t = 10^3$ мкс; b — $t = 1,5 \cdot 10^3$ мкс



Рис. 6. Влияние концентрации частиц на структуру трехфазной капли при ударно-волновом нагружении:

a — «сухое» облако частиц; b — $N_p = 20\%$; v — $N_p = 40\%$

Несложно заметить, что процесс разделения трехфазного потока, формирующегося при ударно-волновом нагружении жидкой капли, определяется особенностями движения твердой фазы в кавитирующей среде. Эксперименты, проведенные с группой из $3 \div 5$ частиц, смешиваемых в различной пропорции (по объему) с жидкостью, показали, в частности, что динамика выброса одиночных частиц соответствует приведенным выше результатам. Следует отметить, что математическая модель, учитывающая этот процесс, существенно сложнее известных классических задач гидродинамики обтекания сферы. Сфера движется в среде с интенсивно развивающимся кавитационным процессом и фазовыми переходами.

Анализ экспериментальных данных о механизме разделения трехфазного потока на два практически независимых течения позволяет сделать вывод о необходимости постановки более общей задачи нестационарного движения твердой сферы в спутном потоке с динамически изменяющимися свойствами (средней плотностью и вязкостью). Следует отметить, что приведенная в работе [3] система кинетических соотношений (1)–(7) и двухфазная модель Иорданского — Когарко — ван Вингаардена (ИКВ-модель) в данной постановке должны рассматриваться как базовые уравнения, позволяющие определять ди-

намику состояния среды, в которой рассматривается движение частицы. По сути, решение этой проблемы должно определить кинетику процесса разделения фаз в трехфазном течении с кристаллическими кластерами.

Согласно результатам, приведенным на рис. 3, 4 в [3], в зоне кавитации в интервале высот $x = 600 \div 1300$ м устанавливается и в интервале времени $t = 1,5 \div 6,0$ с практически сохраняется значение объемной концентрации парогазовой фазы, приблизительно равное 40 %. Данному значению концентрации соответствует достаточно плотная упаковка пузырьков, при этом состояние магмы становится адекватным состоянию пены. Согласно одной из принятых в настоящее время моделей извержения [7–9] пенная структура магмы непосредственно предшествует разрушению ее на фрагменты.

Предполагается, что в результате разрушения пены должен реализовываться процесс инверсии двухфазного состояния — переход от кавитирующей жидкости к состоянию типа газ — частицы. Такая модель априори предполагает равномерное распределение в близко расположенных поперечных сечениях канала всех параметров среды: размеров кавитационных пузырьков, их объемной концентрации, вязкости и массовой скорости, но не учитывает возможный при такой плотности пузырьков процесс коалесценции (случайный процесс слияния пузырьков, который, очевидно, нарушает однородность распределения параметров). Возникает вопрос: можно ли и в этом случае ожидать проявления общего механизма, определяющего структуру на завершающем этапе извержения — структуру выброса? Рассмотрим особенности динамики разрушения кавитирующей магмы.

3. Гидродинамические ударные трубки как метод моделирования динамики структуры потока в волнах декомпрессии. Для моделирования процесса извержения использовался модифицированный аналог трубки Гласса — Хьюкрота (см. [3]), который включает камеру высокого давления и плоский канал прямоугольного сечения, разделенные затвором, а также термонагреватели и систему насыщения образца исследуемой жидкости углекислым газом (рис. 7). Пространство над поверхностью жидкого образца заполняется газом до заданного давления, канал соединен с системой вакуумирования.

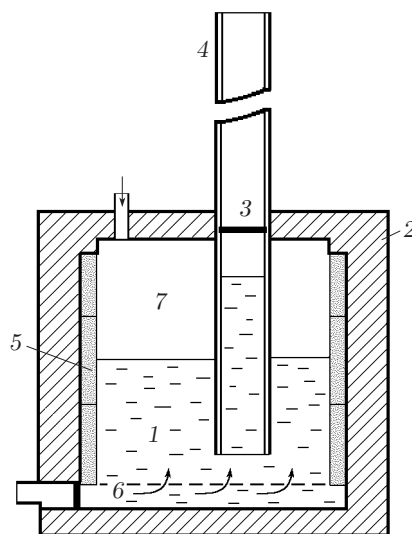


Рис. 7. Модифицированная схема Гласса — Хьюкрота:

1 — исследуемая жидкость; 2 — камера высокого давления; 3 — затвор; 4 — плоский канал прямоугольного сечения; 5 — термонагреватели; 6 — система насыщения жидкости углекислым газом; 7 — газ под высоким давлением

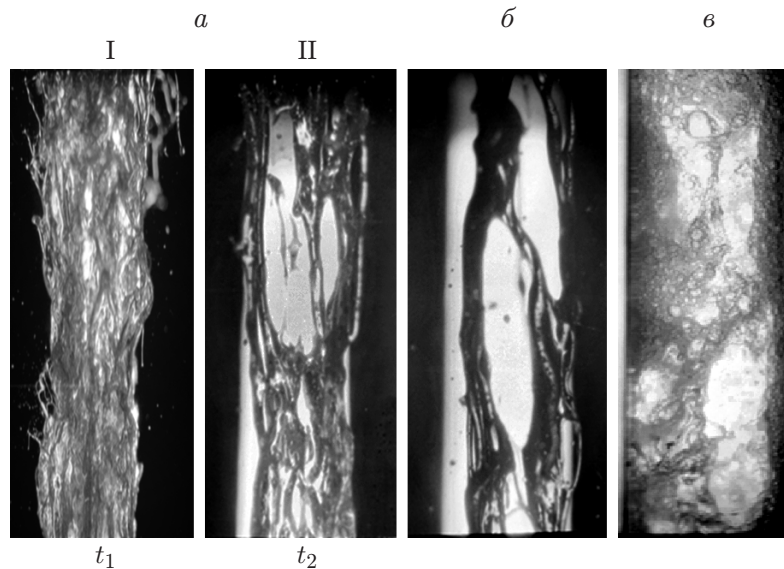


Рис. 8. Структура потока:

a, б — непосредственно над выходом из канала (*a* — для жидкости с вязкостью $\mu = 0,2 \text{ Па} \cdot \text{с}$ в момент времени t_1 (I) и при $t_2 > t_1$ (II); *б* — для жидкости с вязкостью $\mu = 2,6 \text{ Па} \cdot \text{с}$); *в* — в канале с системой “снарядов”

На рис. 8 представлены характерные структуры извержения, зарегистрированные (при микросекундной экспозиции) в атмосфере вблизи выхода из канала (рис. 8, *a, б*) и в самом канале (рис. 8, *в*) для жидкостей с вязкостью, различающейся на порядки. На рис. 8, *a* показана структура потока жидкости с вязкостью $\mu \approx 0,2 \text{ Па} \cdot \text{с}$ ($T = 19 \text{ }^\circ\text{C}$) в момент времени t_1 и ее изменение в интервале $t_1 \div t_2$. Видно, что на начальной стадии разрушения переход кавитирующей жидкости в пенную структуру, характерный для воды [10], наблюдается также для жидкости, вязкость которой на два порядка выше (кадр I на рис. 8, *a*). Микросекундная экспозиция позволила разрешить тонкую структуру течения, которая с течением времени существенно меняется: течение расслаивается на систему вертикальных струй, имеющих пространственную форму (кадр II на рис. 8, *a*). При увеличении вязкости разрушаемой жидкости еще на порядок ($\mu \approx 2,6 \text{ Па} \cdot \text{с}$, $T = 42 \text{ }^\circ\text{C}$) течение практически полностью расслаивается, приобретая более четко выраженный струйный характер (см. рис. 8, *б*).

Вероятная причина данного эффекта определена в результате исследования динамики структуры потока при низкоскоростном режиме извержения насыщенных жидкостей непосредственно в канале установки (см. рис. 7). В случае обычной воды ($\mu = 0,001 \text{ Па} \cdot \text{с}$) в структуре низкоскоростного извержения формируется система всплывающих плотных пузырьковых кластеров, состояние которых оказывается близким к пенному (см. рис. 8, *в*). В некоторых из них в результате коалесценции пузырьков спонтанно разрушается пенная структура, при этом образуются зоны (“снаряды”), заполненные парогазовой смесью с частицами жидкости: структура потока постепенно превращается в комбинационную систему “снаряд” — пузырьковый кластер (см. рис. 8, *в*). Для раствора с вязкостью на три порядка выше динамика структуры течения в основном такая же, как и для воды (меняются лишь временные масштабы). Регистрация (с микросекундной экспозицией) структуры потока в канале непосредственно перед извержением во взрывном режиме (см. рис. 8, *в*) подтверждает ее комбинационный характер и в невязкой жидкости.

В данных условиях в окрестности поверхности магмы будет взрываться не система отдельных пузырьков, а имеющие макрообъемы пространственные “снаряды”, содержащие

смесь газа и частиц, образовавшуюся в результате “внутреннего кавитационного взрыва”. При этом очевидно, что пространственные “снаряды” образуются в различных областях потока магмы, всплывают к ее поверхности с различными скоростями и с различной глубины. Формирование такого рода цепочки макрообъемов в потоке магмы и последовательность их взрывного разрушения могут рассматриваться как один из механизмов периодического выброса смеси газа и частиц при взрывном извержении вулкана. Возникает вопрос: можно ли, используя представления о наиболее характерных процессах, связанных с динамикой состояния кавитирующей жидкости и структурой волнового поля в ней, построить математическую модель, качественно описывающую “внутренний кавитационный взрыв”?

4. Физико-математическая модель “внутреннего кавитационного взрыва”. Экспериментальные исследования процесса разрушения жидкости в интенсивных волнах разрежения привели к неожиданному на первый взгляд результату: в кавитационных зонах по мере возрастания объемной концентрации газовой фазы формируется квазистационарное поле массовых скоростей [11]. Оказалось, что этот эффект возникает вследствие релаксации растягивающих напряжений, для описания которой можно использовать двухфазную математическую ИКВ-модель динамики структуры волнового поля в развитой кавитационной зоне [12]. Эти два эффекта (релаксация напряжений и “замороженное” поле массовых скоростей) лежат в основе так называемой комбинированной математической модели, позволяющей исследовать развитие кавитационных процессов вплоть до момента перехода двухфазной среды в состояние типа пены.

Суть комбинированной модели состоит в том, что динамика состояния поля растягивающих напряжений, их релаксация, поле массовых скоростей и развивающийся кавитационный процесс численно анализируются в рамках двухфазной неравновесной ИКВ-модели:

$$\begin{aligned} u_t &= \rho^{-1} p_\zeta, & \rho^{-1} &= \rho_0^{-1} x_\zeta, & x_t &= u, \\ RR_{tt} + (3/2)R_t^2 &= \rho_l^{-1}(p_g - p), \\ p_g &= p_0(R/R_0)^{3\gamma}, & k &= k_0(R/R_0)^3, & \rho &= \rho_l(1 - k). \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь законы сохранения представлены в лагранжевых массовых координатах; индекс t означает соответствующие частные производные по времени; x, ζ — эйлерова и лагранжева координаты. Расчет по системе (1) проводится до состояния, при котором растягивающими напряжениями в среде можно пренебречь, а поле массовых скоростей выходит на квазистационарный режим. На следующем этапе поле массовых скоростей “замораживается” и основной характеристикой зоны кавитации становится ее средняя плотность. Система уравнений, определяющих дальнейшее развитие кавитации, существенно упрощается и принимает вид

$$(\rho^{-1})_t = \rho_0^{-1} u_\zeta, \quad u_t = 0, \quad x_t = u, \quad p = p_0, \quad \rho^{-1} = \rho_{l,0}^{-1} + v_b,$$

где v_b — объем кавитационных пузырьков в единице массы смеси.

Численный анализ динамики структуры капли жидкости при ее ударно-волновом нагружении в рамках комбинационной модели выполнен в работе [13] для случая нагружения капли ударной волной с амплитудой $p_{\max} \approx 15$ МПа и положительной фазой $\tau_+ \approx 3 \div 5$ мкс. Оказалось, что в области растягивающих напряжений в центре капли развивается плотная кавитационная зона, в которой в момент $t = 40,5$ мкс после начала нагружения размер кавитационных пузырьков достигает видимого или превышает его (рис. 9,а). При $t = 145$ мкс в результате коалесценции пузырьков, последующего образования и разрушения пенной структуры в центре капли формируется “снаряд” газ — частицы (рис. 9,б). Из результатов численного анализа следует, что граница этого “снаряда” движется со скоростью порядка массовой скорости за фронтом падающей ударной волны, “захватывая”

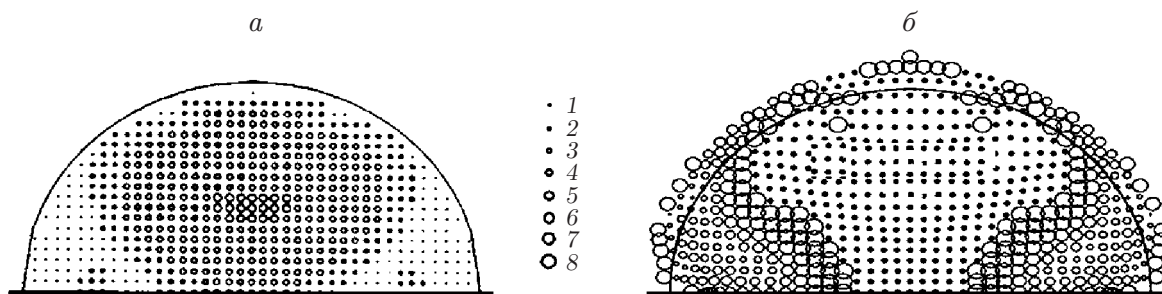


Рис. 9. Формирование газокпельного “снаряда” в результате “внутреннего кавитационного взрыва”:

a — $t = 40,5$ мкс; b — $t = 145$ мкс; 1 — $R = 0,01$ см; 2 — $R = 0,03$ см; 3 — $R = 0,05$ см;
4 — $R = 0,08$ см; 5 — $R = 0,1$ см; 6 — $R = 0,13$ см; 7 — $R = 0,15$ см; 8 — $R = 0,2$ см

оказывающие зоны кавитирующей среды. Развивающийся процесс можно определить как “внутренний кавитационный взрыв”.

Заключение. В рамках газодинамической модели пузырьковой кавитации исследовано влияние кристаллитов на динамику состояния магмы. Показано, что при использовании гомогенно-гетерогенной нуклеации в случае кристаллитов-ядер кавитации еще в волновом предвестнике перед фронтом основной волны возникают скачки декомпрессии, плотные спектры дискретных кавитационных зон, зон нуклеации, скачков вязкости и концентрации.

Из результатов экспериментального моделирования взрывного извержения с выбросом кристаллических кластеров (магматических “бомб”) следует, что в спутном потоке кавитирующей магмы с динамически изменяющимися свойствами (средней плотностью и вязкостью) кластеры кристаллитов движутся с большей скоростью по сравнению с магмой и формируют независимый от нее поток. Показано, что коалесценция пузырьков в потоке приводит к образованию пространственных “снарядов” газ — частицы. Проведен анализ этого процесса в рамках комбинированной модели, включающей ИКВ-модель и модель “замороженного” поля массовых скоростей в зоне кавитации.

ЛИТЕРАТУРА

1. Manga M., Gonnermann H. M., Namiki A. Why do volcanoes (only sometimes) erupt explosively? // Canad. Geophys. Union and Amer. Geophys. Union meet.: Abstr., Montreal, May 17–21, 2004.
2. Namiki A., Manga M. Importance of preexisting bubbles for volcano explosivity // Canad. Geophys. Union and Amer. Geophys. Union meet.: Abstr., Montreal, May 17–21, 2004.
3. Кедринский В. К. О газодинамических признаках взрывных извержений вулканов. 1. Гидродинамические аналоги предвзрывного состояния вулканов, динамика состояния трехфазной магмы в волнах декомпрессии // ПМТФ. 2008. Т. 49, № 6. С. 3–12.
4. 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.
5. Hill D. P., Pollitz F., Newhall Ch. Earthquake-volcano interactions // J. Phys. Today. 2002. V. 55, N 11. P. 41–47.
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. **Woods A. W.** The dynamics of explosive volcanic eruptions // Rev. Geophys. 1995. V. 33, N 4. P. 495–530.
8. **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.
9. **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.
10. **Кедринский В. К.** Нелинейные проблемы кавитационного разрушения жидкости при взрывном нагружении (обзор) // ПМТФ. 1993. Т. 34, № 3. С. 74–91.
11. **Бернгардт А. Р.** Динамика зоны кавитации при импульсном разрушении воды // Динамика сплошной среды / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1992. Вып. 104. С. 3–15.
12. **Kedrinskii V. K.** Negative pressure profile in cavitation zone at underwater explosion near free surface // Acta Astronaut. 1976. V. 3, N 7/8. P. 623–632.
13. **Давыдов М. Н.** Математическое моделирование развития кавитационных кластеров в жидкости при импульсном нагружении: Автореф. дис. ... канд. физ.-мат. наук. Новосибирск, 2006.

Поступила в редакцию 4/VI 2008 г.
