

УДК 532.593+532.529+532.528+532.787+550.3

РОЛЬ ПЛОТНОСТИ ЗАРОДЫШЕЙ КАК “СКРЫТОГО” ПАРАМЕТРА В ФОРМИРОВАНИИ АНОМАЛЬНЫХ ЗОН В ТЯЖЕЛОЙ КАВИТИРУЮЩЕЙ МАГМЕ

В. К. Кедринский

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

В рамках математической модели многофазных сред с системой кинетических уравнений численно исследуется процесс формирования в тяжелой кавитирующей магме зон с аномально большими значениями основных характеристик потока в волнах декомпрессии при интенсивном увеличении плотности кавитационных зародышей. Выявлены основные эффекты, приводящие к формированию аномальной зоны.

Ключевые слова: волна декомпрессии, диффузия, зона насыщения, вязкость, нуклеация, концентрация газовой фазы, микрокристаллиты.

Введение. Одним из основных направлений исследований природных процессов, развивающихся в каналах вулканов при взрывных извержениях, является гидродинамика высокоскоростных нестационарных течений магматического расплава, насыщенного газом и микрокристаллитами, динамика состояния которого связана с фазовыми переходами, диффузией газа из расплава и эффектами пузырьковой кавитации за фронтом волн декомпрессии. Изучение структуры такого сложного многофазного течения с изменяющейся на порядок вязкостью несущей фазы — одна из фундаментальных проблем этого направления, при решении которых принципиальную роль играют исследования механизмов, определяющих и цикличность выбросов, характерную для некоторых типов взрывных вулканических систем, и инверсию кавитирующего состояния расплава в состояние газ — капли.

Данные процессы исследуются в рамках многофазной математической модели [1], включающей законы сохранения для средних характеристик с уравнением Навье — Стокса, уравнениями состояния жидкой фазы, смеси и системой кинетических уравнений, описывающих основные физические процессы, происходящие в расплаве в волнах декомпрессии. Один из результатов выполненного в [2] численного анализа динамики состояния магматического расплава в волнах декомпрессии показал, что если плотность зародышей кавитации в единице объема расплава увеличивать на порядки (при сохранении объемной концентрации содержащегося в них газа), то структура течения будет существенно меняться: в окрестности свободной поверхности магматического столба возникнет зона с аномально высокими параметрами состояния и четко выраженной нижней границей, на

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Президиума РАН (проект № 2.6) и Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 12-01-00134.а).

© Кедринский В. К., 2014

которой будут формироваться скачки градиентов основных характеристик кавитирующего потока магматического расплава в этой зоне.

Обнаружение данного эффекта позволило сформулировать отличную от известных (см., в частности, [3–5]) модель цикличности выбросов при взрывных извержениях вулканов. Эта модель основана на вероятности возникновения разрыва в окрестности нижней границы аномальной зоны со скачком массовой скорости и предположениях об образовании в области разрыва новой свободной поверхности, выбросе “отколовшейся” зоны в свободное пространство и ее распаде на систему газ — капли в результате “кавитационного” взрыва. При этом оказалось, что структура потока быстро восстанавливается: вновь формируется аномальная зона и через некоторое время система оказывается “готовой” к новому выбросу. Таким образом, локализация в окрестности свободной поверхности потока интенсивно кавитирующей зоны (со скачком массовой скорости и предвзрывным состоянием с высоким давлением газа в пузырьках) может не только привести к ее выбросу, но и инициировать ряд подобных эффектов, повторяющихся через определенные промежутки времени (“времена индукции”). Возникает своего рода “самоподдерживающийся режим” дискретного извержения, основной этап которого — процесс формирования локализованной зоны насыщения в целом — требует детального анализа.

Динамика формирования зоны аномального состояния. Численный анализ выполнялся для вертикального (ось z) столба тяжелой магмы высотой 1 км в рамках постановки задачи о гидродинамической ударной трубке Гласса — Хьюкрота [6]. В соответствии с моделью предвзрывного состояния вулкана Сант Хеленс (St Helens), реконструированного международной группой из России, Японии и США [7], в качестве рабочей секции ударной трубки рассматривается система камера вулкана — канал, заполненная магматическим расплавом, насыщенным газом (массовая доля 5,7 %) и микрокристаллитами. Давление в вулканической камере полагалось равным 170 МПа, поддерживалось постоянным и распределялось вдоль столба магмы в канале в соответствии с гидростатикой. Давление газа над диафрагмой (пробкой, отделяющей канал от открытого в атмосферу кратера) полагалось равным 0,1 МПа. При разрыве диафрагмы в столбе магмы формировалась волна декомпрессии.

Расчет проводился для параметра $\chi = 5$ [1], задающего “диффузионный” слой вокруг зародышей кавитации, в котором процесс гомогенной нуклеации существенно ограничен, а диффузионный поток газа из расплава направлен в основном на увеличение его массы в пузырьках. В результате гомогенной нуклеации за фронтом волны декомпрессии в процессе насыщения зоны зародышами кавитации, длительность которого составляет несколько миллисекунд, формируется некоторый спектр их размеров (см., например, [8]). В момент завершения процесса насыщения (когда диффузионные слои занимают все пространство [1]) определяются средний размер R_n “коллективного” зародыша, число таких зародышей в единице объема смеси N_n , объем газа C_g , поступившего в них за этот период, и соответственно объемная концентрация газовой фазы $K = (4\pi/3)R_n^3 N_n$. Следует отметить, что объемная концентрация K является определяющим параметром (см., например, [9]): даже при наличии спектров пузырьков по размерам и по концентрациям волновое поле в пузырьковой среде определяется концентрацией системы “парциальных” составляющих в целом.

При фиксированном параметре χ и гомогенном характере нуклеации из анализа состояния кавитирующего потока, по сути, исключается влияние такого параметра, как плотность зародышей. Эта характеристика становится “скрытым” параметром, влияние которого остается неизвестным и при изменении значения параметра χ , поскольку в данном случае имеет место только совместное влияние комбинации $R_n^3 N_n$. Эту проблему можно решить, если использовать независимую гетерогенную составляющую потока —

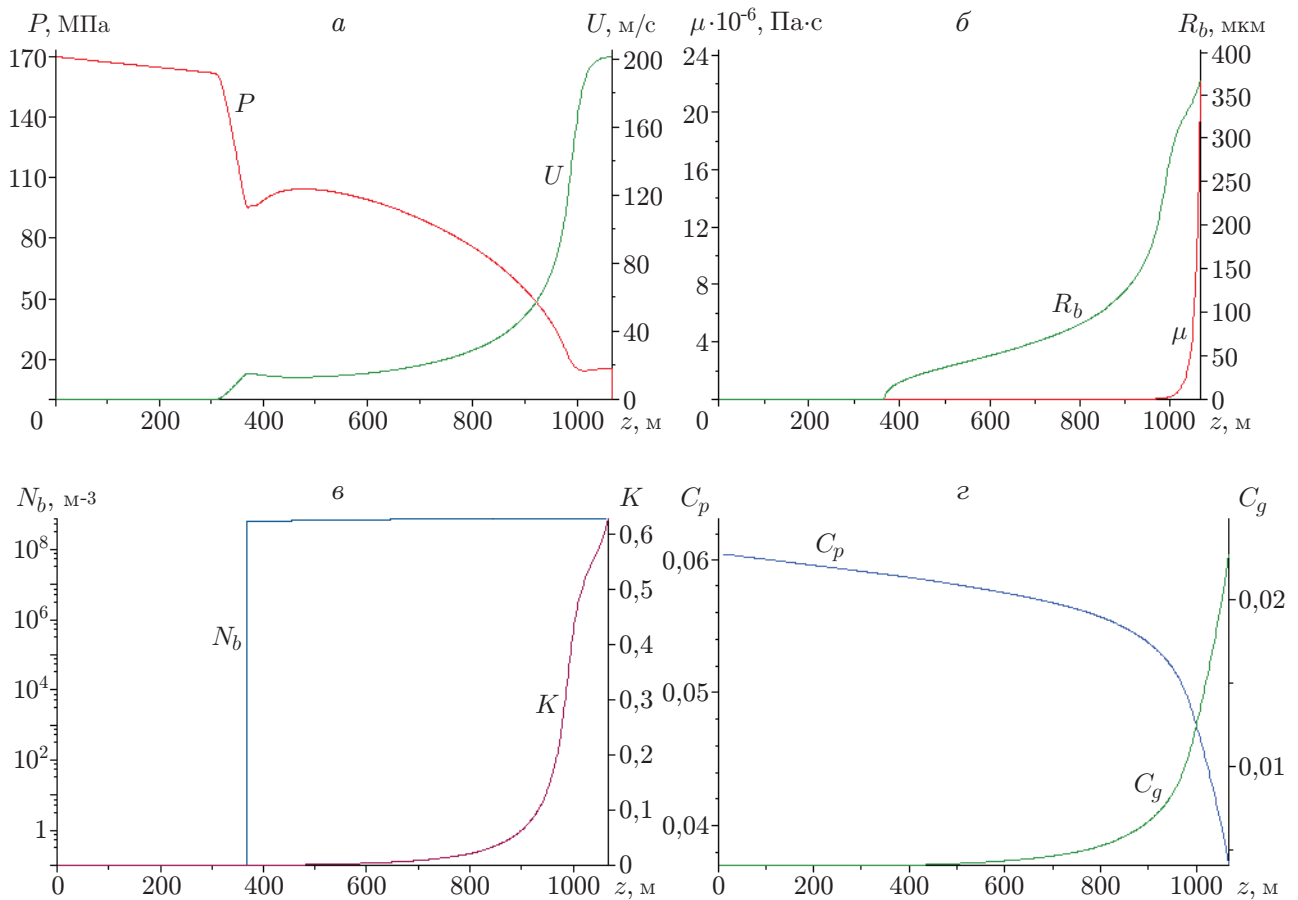


Рис. 1. Распределения основных параметров потока магмы P , U (а), μ , R_b (б), N_b , K (в), C_p , C_g (г) в зоне насыщения N_b в момент времени $t = 0,43$ с

микрористаллиты, способные становиться в волнах декомпрессии кавитационными зародышами. Очевидно, момент их перехода в новое состояние на этом этапе можно выбирать относительно произвольно. В данном случае полагаем, что микрористаллиты становятся зародышами в момент завершения гомогенной нуклеации и входят в общую систему зародышей с плотностью $N_b = N_n + N_{cr}$, между которыми равномерно распределяется весь объем выделившегося к этому моменту газа C_g и начальные размеры которых R_b считаются одинаковыми и рассчитываются из условия $K = K_n$. Эти допущения позволяют, не меняя значение K , использовать “способность” микрористаллитов образовывать гетерогенную составляющую N_{cr} , которую при $N_{cr} \approx N_b$ можно рассматривать в качестве “скрытого” параметра, и исследовать ее влияние на структуру течения. На рис. 1 для момента времени $t = 0,43$ с представлены структура волнового поля $P(z)$ (волна декомпрессии распространялась справа налево) и распределения основных параметров потока в зоне насыщения (U — массовая скорость, μ — вязкость расплава, R_b — радиусы кавитационных пузырьков, C_p , C_g — концентрация газа, растворенного в расплаве магмы, и газа в пузырьках, K — объемная концентрация газа в потоке магмы). Расчет проведен для равных концентраций (10^9 м^{-3}) гомогенной фазы N_n (максимальной для принятого значения параметра χ) и гетерогенной фазы N_{cr} . Результаты свидетельствуют о существенном изменении всех параметров в незначительной части зоны насыщения $N_b(z)$ (см. рис. 1) и соответственно в части зоны, занятой волной декомпрессии, поскольку при рассмотренных условиях фронты этих зон, расположенные на уровне около 370 м относительно вулканиче-

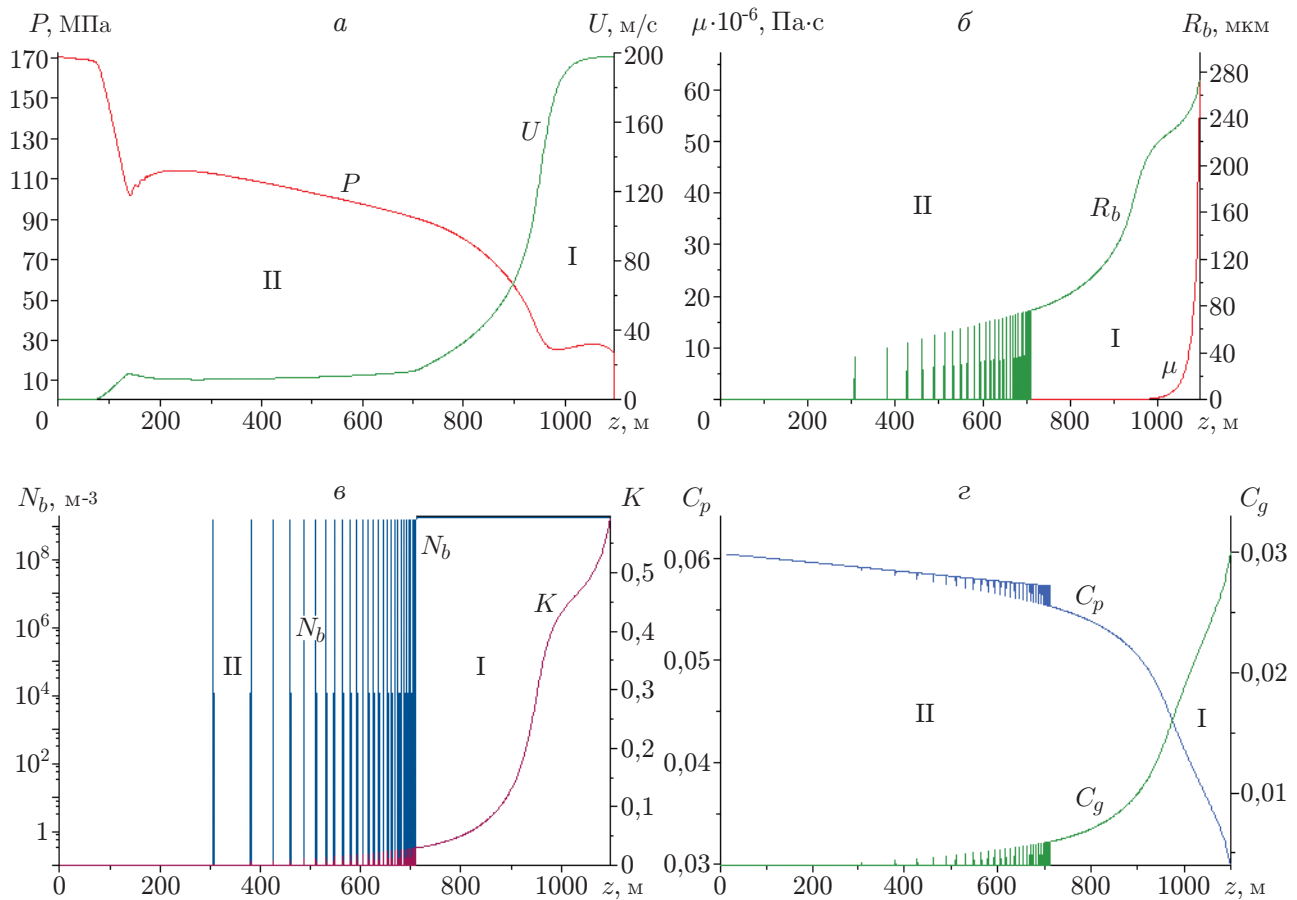


Рис. 2. Распределения основных параметров потока магмы P , U (а), μ , R_b (б), N_b , K (в), C_p , C_g (г) в зонах насыщения I и II ($t = 0,58$ с) при концентрации гетерогенной фазы 10^{10} м^{-3}

ской камеры ($z = 0$), совпадают. Следует отметить характерную особенность происходящих в расплаве магмы кавитационных процессов: их интенсивное развитие определяется резкой потерей расплавом растворенного газа и как следствие резким увеличением вязкости расплава на несколько порядков.

Анализ дальнейшего развития процесса в тех же условиях показал, что по мере продвижения волны декомпрессии вглубь канала зона насыщения разделяется на две области: область I с непрерывно распределенными параметрами потока, фронт которой движется к границе вулканической камеры ($z = 0$) существенно медленнее волны декомпрессии, и область II с дискретной системой зон насыщения с “амплитудой” N_b того же порядка, что и “амплитуда” насыщения зоны I. Наиболее “глубокие” зоны дискретной системы могут “регистрироваться” на уровне, близком к фронту волны декомпрессии. Структура зон насыщения такого типа ($t = 0,58$ с) представлена на рис. 2 для случая, когда значение “скрытого” параметра (доля гетерогенной фазы) $N_{cr} = 10^{10} \text{ м}^{-3}$ на порядок превышает гомогенную составляющую. Из результатов расчета следует, что в рассматриваемый момент времени поток оказывается разделенным на зону I с непрерывным распределением параметров потока (ее нижняя граница находится на уровне $z \approx 710$ м) и область II с дискретной системой зон насыщения с “амплитудами” того же порядка $N_b \approx 10^{10} \text{ м}^{-3}$, среди которых ближайшая к вулканической камере находится на уровне $z \approx 310$ м.

Формирование аномальной зоны $H_{az}(N_{cr})$

$t, \text{ с}$	$N_{cr}, \text{ м}^{-3}$	$H_m, \text{ м}$	$H_f, \text{ м}$	$H_{az}, \text{ м}$
0,63	10^9	1110	370	740
0,58	10^{10}	1100	710	390
0,62	10^{11}	1110	820	290
0,63	10^{12}	1110	825	285

Результаты численного анализа показывают, что плотность распределения указанных зон в пространстве между фронтом волны декомпрессии ($z \approx 150 \text{ м}$) (см. рис. 2) и фронтом зоны насыщения I ($z \approx 710 \text{ м}$) изменяется в зависимости как от времени, так и от доли гетерогенной фазы. Следует отметить, что распределения амплитуд основных характеристик $K(z)$, $C_g(z)$, $R_b(z)$ в области дискретных состояний для представленного на рис. 2 случая имеют вид “непрерывного” продолжения распределений основной зоны насыщения (зоны I), хотя очевидно, что зона дискретных состояний начинается в области разрыва.

Анализ динамики параметров потока и их распределений в основной зоне насыщения позволил установить, что при увеличении значений “скрытого” параметра в интервале $N_{cr} = 10^9 \div 10^{11} \text{ м}^{-3}$ для близких моментов времени (диапазон $t = 0,58 \div 0,63 \text{ с}$) высота столба магмы $H_m(t)$ возрастает на $100 \div 110 \text{ м}$ (см. таблицу) за счет интенсивного развития кавитации. Близкие значения $H_m(t)$ показывают, что увеличение объемной концентрации $K(t)$ в зоне насыщения, несмотря на существенное различие распределений этой характеристики при различных значениях N_{cr} , практически одинаково. По мере увеличения значения N_{cr} в указанном интервале размер основной зоны насыщения с непрерывным распределением параметров, занимающей слой магмы (H_{az}) между свободной поверхностью (H_m) и фронтом зоны насыщения (H_f), уменьшается с 740 до 285 м.

Выполненный анализ показал, что процесс формирования аномальной зоны, по сути, характеризуют два эффекта, обусловленные увеличением значений N_{cr} : 1) резкое уменьшение толщины слоя (“отставание” фронта) зоны насыщения H_{az} (на 340 м) при приращении плотности N_{cr} на порядок вследствие перераспределения диффузионных потоков, существенное уменьшение толщины слоя (на 110 м) при приращении значения N_{cr} на два порядка и незначительное уменьшение (на 5 м) при приращении на три порядка; 2) изменение характера распределений параметров в зоне I, а именно увеличение их градиентов от монотонного (см. рис. 1) до скачкообразного (см. рис. 3). Однако, как показал анализ, условия возникновения скачка градиента соответствующей характеристики при переходе в аномальную зону через ее фронт являются необходимыми, но недостаточными.

На основе результатов, представленных на рис. 3 для случая $N_{cr} = 10^{12} \text{ м}^{-3}$ (увеличение плотности зародышей на три порядка), можно выделить следующие признаки завершения процесса формирования аномальной зоны: диффузионный процесс в расплаве резко замедляется (градиент функции C_p стремится к нулю), масса газа в пузырьках достигает уровня насыщения, их рост резко замедляется. Заметим, что при переходе через фронт аномальной зоны основные характеристики потока $U(z)$, $K(z)$, $R_b(z)$ и $C_g(z)$ испытывают скачки, а их распределение в этой зоне оказывается близким к равномерному.

Заключение. Результаты численного анализа показали, что формирование аномальной зоны насыщения в окрестности свободной поверхности столба магмы при значительном росте плотности зародышей кавитации характеризуется резким уменьшением размера зоны насыщения вследствие перераспределения диффузионных потоков из расплава и изменением характера распределений основных характеристик потока $U(z)$, $K(z)$, $R_b(z)$, $C_g(z)$ в этой зоне от монотонного роста значений до скачка их градиентов на фронте зоны. Пока-

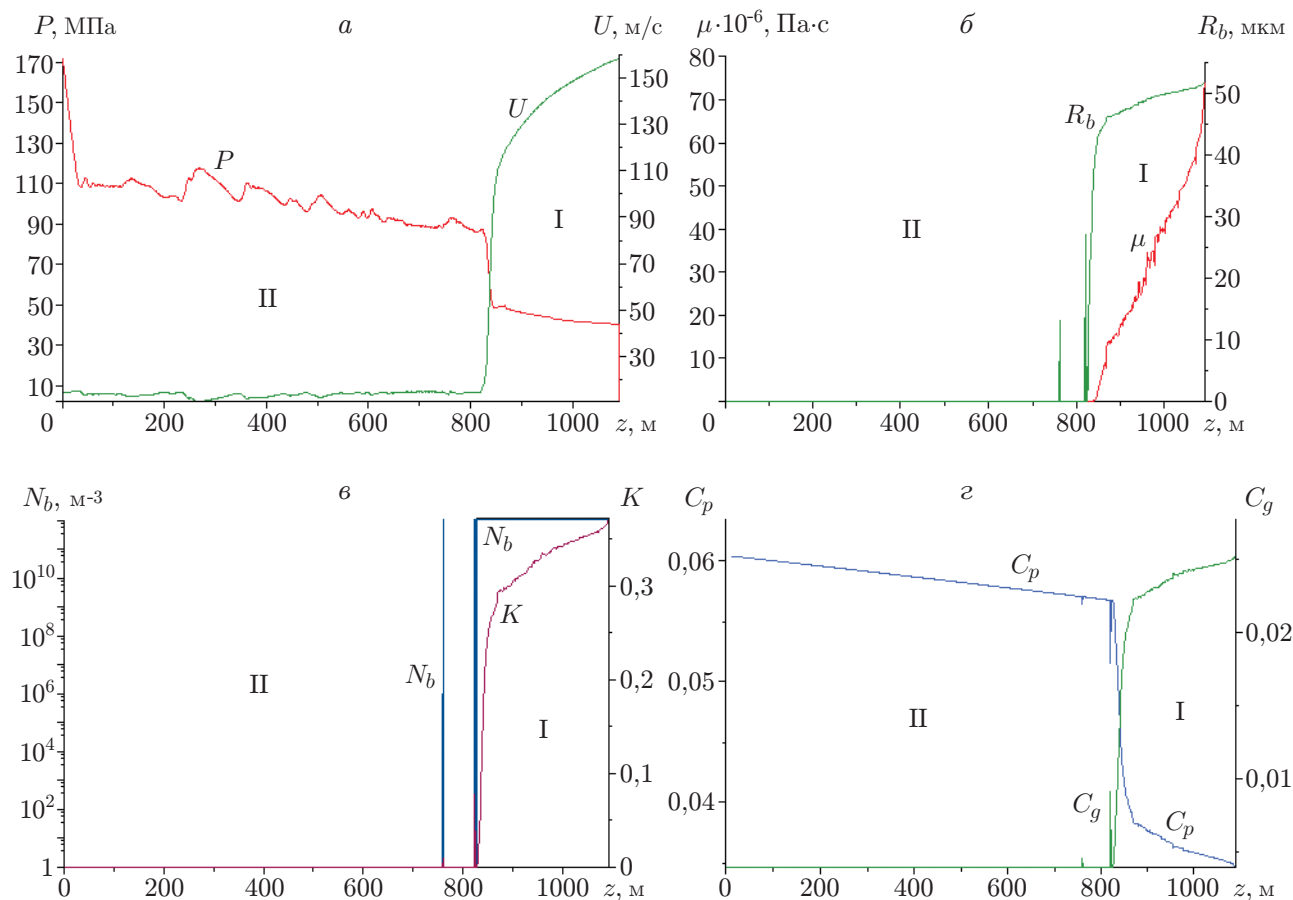


Рис. 3. Распределения основных параметров потока магмы P , U (а), μ , R_b (б), N_b , K (в), C_p , C_g (г) в зоне насыщения I ($t = 0,64$ с) при концентрации гетерогенной фазы 10^{12} м^{-3}

зано, что при увеличении плотности зародышей кавитации на три порядка относительно ее значения при гомогенной нуклеации на завершающей стадии формирования аномальной зоны как основного элемента “самоподдерживающегося режима” цикличности выбросов при взрывных вулканических извержениях происходят насыщение газом пузырьков зоны, резкое замедление диффузионного процесса в расплаве и выход основных характеристик зоны на асимптотику.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кедринский В. К., Давыдов М. Н., Чернов А. А., Такаяма К. Начальная стадия взрывного извержения вулканов: динамика состояния магмы в волнах разгрузки // Докл. АН. 2006. Т. 407, № 2. С. 190–193.
2. Кедринский В. К. Об одной модели цикличности выбросов магмы при взрывных вулканических извержениях // ПМТФ. 2013. Т. 54, № 3. С. 3–10.
3. Gonnermann H. M., Manga M. The fluid mechanics inside a volcano // Annu. Rev. Fluid Mech. 2007. V. 39. P. 321–356.
4. Denlinger R. P., Hobitt R. P. Cyclic eruptive behavior of silicic volcanoes // Geology. 1999. V. 27. P. 459–462.

5. **Barmin A., Melnic O., Sparks S.** Periodic behavior in lava dome eruptions // Earth. Planet. Sci. Lett. 2002. V. 199. P. 173–184.
6. **Glass I. I., Heuckroth L. E.** Hydrodynamic shock tube // Phys. Fluids. 1963. V. 6, N 4. P. 543–549.
7. **Айкельбергер Дж., Гордеев Е. И., Коягучи Т.** Американо-российско-японское партнерство в познании взрывного вулканизма // Тр. 1-го Междунар. симп. по проблемам эксплозивного вулканизма, посвящ. 50-летию катастроф. извержения вулкана Безымянный, Петропавловск-Камчатский, 25–30 марта 2006 г. Петропавловск-Камчатский: Ин-т вулканологии и сейсмологии ДВО РАН, 2006. С. 1–4.
8. **Давыдов М. Н.** Особенности нуклеации и роста газового пузырька в магме // ПМТФ. 2012. Т. 53, № 3. С. 20–29.
9. **Кедринский В. К.** Распространение возмущений в жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ. 1968. № 4. С. 29–34.

Поступила в редакцию 25/XI 2013 г.
