УДК 536.46

ДИНАМИКА ГАЗОВЫХ ПУЗЫРЬКОВ В ЖИДКОСТИ С ХИМИЧЕСКИМИ РЕАКЦИЯМИ

К. О. Сабденов

Евразийский национальный университет им. Л. Н. Гумелева, 010008 Нур-Султан
Казахстан, sabdenovko@yandex.kz

Теоретически исследуются образование и динамика сферического газового пузыря ($\approx$1 нм $\div$ 1 мкм) в жидкой зоне газификации твердого высокоэнергетического материала при высоких давлениях. Предложена простая модель, в которой все термодинамические параметры, за исключением давления в жидкости, а также скорости жидкости, не зависят от пространственных переменных. Стационарный радиус пузырьков уменьшается с ростом давления, но стационарное состояние неустойчивое: большие пузырьки растут относительно медленно и впоследствии в них происходит тепловой взрыв, маленькие пузырьки быстро исчезают.

Ключевые слова: твердый высокоэнергетический материал, зона газификации, пузырьковое кипение.

DOI 10.15372/FGV20200303

ВВЕДЕНИЕ

Процессы в зоне газификации твердого высокоэнергетического материала (ВЭМ) к настоящему времени остаются слабоизученными [1–3]. На это есть две причины: во-первых, из-за малой толщины этой зоны ($\approx 2 \div 3$ мкм [4]) очень трудно проводить экспериментальные наблюдения и измерения; во-вторых, сами процессы являются сложными, в них на малых пространственных и временных интервалах сильно меняются фазовый и химический составы вещества. Многогранность процесса газификации приводит к возникновению различных интересных эффектов, среди которых наиболее известен такой, как снижение скорости горения при движении продуктов газификации вдоль поверхности топлива (отрицательный эрозионный эффект) [5, 6].

Отрицательный эрозионный эффект для многих твердых ВЭМ выражен слабо, но попытки объяснить его приводят к существенно новым представлениям о механизме горения топлив. Вместе с тем известно еще одно загадочное явление — это высокочастотная неустойчивость, проявляющаяся в возникновении сильных акустических колебаний с частотой порядка 10^4 Гц в камерах сгорания ракетных двигателей [6].

Существует гипотеза [7], согласно которой за возникновение и развитие акустической неустойчивости ответственна главным образом зона газификации. Поэтому возможна связь между причинами возникновения акустической неустойчивости и отрицательного эрозионного эффекта. Если в действительности такая связь существует, то вместе с развитием теории отрицательного эрозионного эффекта можно получить в перспективе и новые данные о механизме акустической неустойчивости. Для развития неустойчивости необходимо выполнение двух условий: 1) зона газификации должна быть способна генерировать возмущения скорости газа и давления с частотой порядка 10^4 Гц; 2) возникшие возмущения должны, по крайней мере, не ослаблять такую способность зоны газификации.

Генерация звуковых волн зоной газификации наблюдалась в экспериментах [8]. При атмосферном давлении звуковые волны воспринимались как шипение, это соответствует полосе частот порядка 10^3 Гц. На основании этого факта были предложены модели зоны газификации [2, 3, 9, 10], где имеется тонкий двухфазный слой из жидкости и пузырьков газа, газ состоит частично из пара и частично из продуктов разложения твердой фазы топлива. Кроме того, высказано предположение [11, 12] о генерации сильной мелкомасштабной турбулентности в зоне газификации разрушающимися пузырьками. Слой газификации получает энергию в основном из зоны пламени. Турбулентное движение забирает часть этой энергии из зоны газификации и возвращает в зону пламени, что приводит к снижению скорости горения [12]. Но в моделях [2, 3, 9, 10] не представлено детального описания динамики пузырьков, и настоящая работа посвящена этому вопросу.

ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ ДВИЖЕНИЯ

Теоретическое исследование одиночного пузырька в жидкости с химической реакцией в газовой фазе проведено в работах [13, 14], в них рассматривается динамика пузырька диаметром порядка 1 мм в ударной волне в целях поиска условия существования детонационного горения. Газ имеет сложный химический состав, его молекулярная масса сильно меняется, температура достигает нескольких тысяч градусов. Быстрое сжатие под внешним давлением приводит практически к мгновенной химической реакции внутри пузырька, и его дальнейшая динамика тормозится относительно медленным гидродинамическим течением жидкости вблизи сильно нагретой сферической полости. Одними из главных достоинств модели [13, 14] являются учет изменения молекулярной массы газа и простота, сочетающаяся с достаточно высокой точностью. Рассмотрение одиночного пузырька [13–16] при анализе процессов в двухфазной среде не только упрощает исследование, но также имеет ясное физическое обоснование, если размер пузырьков много меньше среднего расстояния между ними.

В зоне газификации ВЭМ вещество жидкости может химически распадаться на газовые компоненты при высоких давлении и температуре, одновременно жидкость может испаряться. Жидкость может содержать молекулы газовых продуктов разложения ВЭМ, но для упрощения их диффузионный перенос и поступление в объем пузыря не рассматриваются. Диаметры пузырьков по теоретическим оценкам [10] и экспериментальным данным [8, 9] могут быть от 0.01 мкм до 1 мм. При очень малых размерах пузырьков скорость переноса через границы области сильно увеличивается из-за роста отношения поверхности сферы к объему, растет также роль граничных процессов.

Жидкость характеризуется следующими физическими параметрами: удельной теплоемкостью c_f, кинематической вязкостью ν, плотностью ρ_f, коэффициентом теплопроводности λ, коэффициентом поверхностного натяжения σ, молярной массой μ, теплотой фазового перехода L.

Рассматривается одиночный микроскопический газовый пузырь сферической формы в неограниченной жидкой среде с постоянной температурой T_∞. На границе раздела пар/жидкость существует поток массы испаряющегося вещества j по закону Герца — Кнудсена:

$$j = \beta\sqrt{\frac{\mu}{2\pi R_g T}}(p_s - p), \qquad (1)$$

где p, T — парциальное давление пара и его температура внутри пузырька, p_s — давление равновесного испарения, R_g — универсальная газовая постоянная, β — безразмерный коэффициент испарения, $0 < \beta < 1$.

Давление равновесного испарения можно определить уравнением Клапейрона — Клаузиуса с учетом влияния кривизны сферы (эффект Томсона):

$$p_s = p_\infty \exp\left[\frac{\mu L}{R_g T_\infty}\left(1 - \frac{T_\infty}{T}\right)\right]\exp\left(-\frac{2\sigma}{Rp}\right), \qquad (2)$$

где p_∞, T_∞ — давление и температура вдали от пузырька, L — теплота фазового перехода, R — радиус пузырька.

Внутри пузырька может происходить химическая реакция с тепловым эффектом Q и эффективной энергией активации E, скорость химической реакции определяется законом Аррениуса.

В жидкой среде химическая реакция отсутствует, газ внутри пузырька представляет собой смесь продуктов реакции и пара, эта смесь характеризуется молярной массой μ, плотностью ρ, теплоемкостью при постоянном давлении c_p и показателем адиабаты γ. Во внутренней области пузыря пространственные изменения температуры, давления и скорости газа считаются пренебрежимо малыми, наиболее сильные их изменения происходят во времени. Работа сил трения не учитывается. Тогда закон сохранения энергии внутри пузыря радиусом R можно записать в виде

$$\frac{dT}{dt} = \frac{\gamma - 1}{\gamma}\frac{T}{p}\frac{dp}{dt} + \frac{Q}{c_p}k_0\exp\left(-\frac{E}{R_g T}\right) + \frac{3R_g T}{c_p R\mu p}(J - jL) - \frac{6\sigma}{c_p\rho R^2}\frac{dR}{dt}, \quad k_0 = \mathrm{const}, \qquad (3)$$

где t — время, J — квазистационарный поток тепла через поверхность сферы,

$$J = \frac{\lambda}{R}\,(T_\infty - T). \qquad (4)$$

Последним слагаемым в правой части уравнения (3) моделируется изменение температуры за счет поверхностной энергии. Масса пара в пузыре m меняется согласно уравнению

$$\frac{dm}{dt} = 4\pi R^2 j.$$

При записи этого уравнения пренебрегается отношением плотностей газа и жидкости. Определив массу через плотность и объем и с помощью уравнения состояния идеального газа, далее запишем

$$m = \frac{4}{3}\,\pi R^3\rho = \frac{4}{3}\,\pi R^3\,\frac{\mu p}{R_gT}, \ \ \rho = \frac{\mu p}{R_gT}.$$

С использованием этого выражения вместо уравнения для массы можно получить уравнение для давления газа в пузыре:

$$\frac{dp}{dt} = -3\frac{p}{R}\frac{dR}{dt} + \frac{p}{T}\frac{dT}{dt} + \frac{3R_gT}{\mu R}\,j.$$

Исключение отсюда производной от температуры с помощью уравнения (3) и простые преобразования приводят к равенству

$$\frac{dp}{dt} = -3\gamma\frac{p}{R}\frac{dR}{dt} + 3\gamma\frac{R_gT}{\mu R}\,j +$$

$$+\gamma\frac{p}{T}\left[\frac{Q}{c_p}\,k_0\exp\left(-\frac{E}{R_gT}\right) + \frac{3R_gT}{c_pR\mu p}\,(J - jL)\right] -$$

$$-\frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{6\sigma}{R^2}\frac{dR}{dt}.$$

Раскроем прямоугольные скобки и рассмотрим отдельно сумму:

$$3\gamma\frac{R_gT}{\mu R}\,j - \gamma\frac{p}{T}\frac{3jLR_gT}{c_p\mu pR} =$$

$$= 3\gamma\frac{j}{R}\frac{R_g}{\mu}\left(T - \frac{L}{c_p}\right) = 3(\gamma-1)(c_pT - L)\frac{j}{R},$$

где

$$\frac{R_g}{\mu} = c_p\frac{\gamma-1}{\gamma}.$$

Таким образом, уравнение для давления принимает вид

$$\frac{dp}{dt} = -3\gamma\frac{p}{R}\frac{dR}{dt} + \gamma\frac{p}{T}\frac{Q}{c_p}\,k_0\exp\left(-\frac{E}{R_gT}\right) +$$

$$+ 3\frac{\gamma-1}{R}\left[(c_pT - L)j + J\right] - \frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{6\sigma}{R^2}\frac{dR}{dt}. \qquad (5)$$

Если отсюда производную от давления подставить в уравнение (3), то получается

$$\frac{dT}{dt} = -3(\gamma-1)\frac{T}{R}\frac{dR}{dt} + \gamma\frac{Q}{c_p}\,k_0\exp\left(-\frac{E}{R_gT}\right) +$$

$$+ 3(\gamma-1)\frac{T}{Rp}\left[\left(\frac{\gamma-1}{\gamma}\,c_pT - L\right)j + J\right] -$$

$$-\frac{(\gamma-1)(2\gamma-1)}{\gamma^2}\frac{6\sigma}{R^2}\frac{T}{p}\frac{dR}{dt}. \qquad (6)$$

Рассмотрим теперь процессы в жидкости. Вектор скорости жидкости имеет только одну ненулевую радиальную компоненту. Не принимая во внимание излучение акустических волн [14], изменение радиуса пузырька можно описать уравнением Рэлея

$$R\frac{d^2R}{dt^2} + \frac{3}{2}\left(\frac{dR}{dt}\right)^2 + \frac{4\nu}{R}\frac{dR}{dt} =$$

$$= \frac{1}{\rho_f}\left(p - p_\infty - \frac{2\sigma}{R}\right). \qquad (7)$$

В результате получены три дифференциальных уравнения (5)–(7) и три дополнительных равенства (1), (2), (4).

СТАЦИОНАРНЫЕ РЕШЕНИЯ

Обозначим стационарные значения радиуса, температуры и давления как R^0, T^0, p^0. Для существования стационарных состояний пузыря необходимо выполнение условий

$$p^0 = p_\infty + \frac{2\sigma}{R^0},$$

$$p_s = p^0,$$

$$\frac{Q}{c_p}\,k_0\exp\left(-\frac{E}{R_gT^0}\right) = \frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{3\lambda T^0}{(R^0)^2p^0}\,(T^0 - T_\infty).$$

Из (8) можно получить два равенства:

$$\frac{k_0 Q}{c_p}\exp\left(-\frac{E}{R_g T^0}\right) = \\ = \frac{\gamma-1}{\gamma}\frac{3\lambda T^0(T^0-T_\infty)}{(R^0)^2(p_\infty+2\sigma/R^0)}, \quad (9)$$

$$T^0 = T_\infty \Big/ \left\{1 - \frac{R_g T_\infty}{\mu L}\times \\ \times\left[\frac{1}{1+p_\infty R^0/2\sigma} + \ln\left(1+\frac{2\sigma}{p_\infty R^0}\right)\right]\right\}.$$

В сущности, они представляют собой одно уравнение на неизвестный радиус R^0. Уравнение (9) всегда имеет одно единственное решение и его легко найти численным методом. После этого определяются температура T^0 и давление p^0.

Для оценки параметров химической реакции необходимо отметить ее некоторую условность. Горение твердого топлива проходит стадию плавления с образованием жидкой фазы и ее испарения. Поэтому указанные фазовые превращения забирают значительную часть тепла, приходящего из зоны горения в газовой фазе. Это приводит к пространственному разделению области тепловыделения химической реакции, в результате создается впечатление о наличии двух химических реакций, первая как будто протекает в зоне газификации с эффективным тепловым эффектом Q_c, вторая — в газовой фазе с тепловым эффектом Q_g:

$$\mathrm{A} \overset{L,\,Q_c}{\overbrace{\rightarrow}} \mathrm{B} \overset{Q_g}{\overbrace{\rightarrow}} \mathrm{C}, \quad (10)$$

где A, B, C — вещество соответственно твердой фазы, зоны газификации и газовой фазы.

Современные модели основаны на описанном выше представлении механизма горения твердых топлив, поскольку это удобно и позволяет избегать моделирования сложной структуры зоны газификации. Таким образом, реальный тепловой эффект химической реакции Q в современных моделях разбивается на две части Q_c и Q_g, которые соотносятся с конденсированной и газовой фазами. В реальности вместо схемы (10) необходимо использовать следующую:

$$\overbrace{\mathrm{A} \rightarrow \mathrm{B} \rightarrow \mathrm{C}}^{L,\,Q}. \quad (11)$$

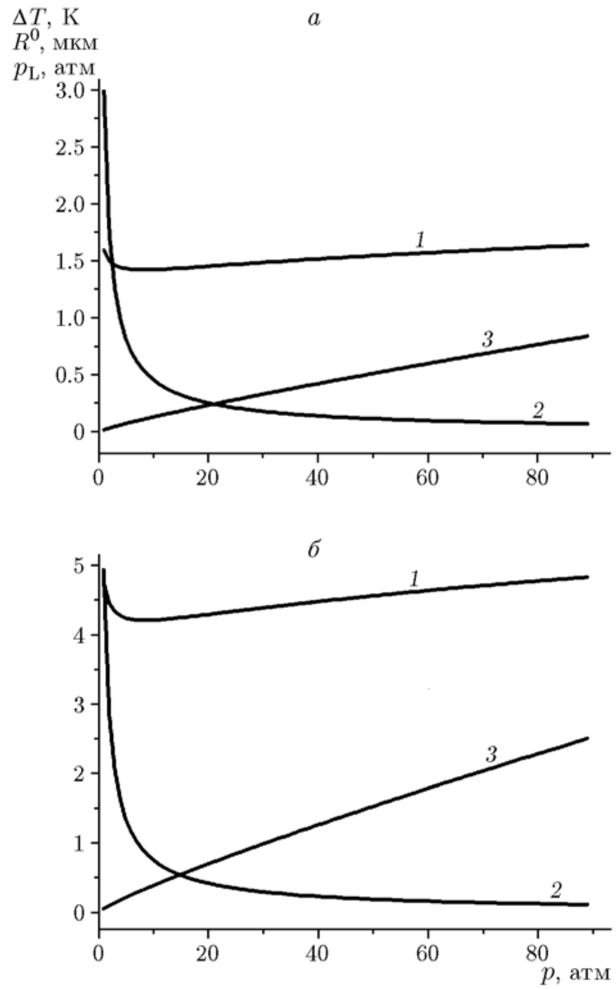

Рис. 1. Разность температур (*1*), радиус пузыря (*2*) и избыточное давление Лапласа (*3*) в зависимости от давления в камере сгорания при коэффициентах поверхностного натяжения $3\cdot10^{-3}$ (*а*) и $15\cdot10^{-3}$ Па · м (*б*)

В схемах (10) и (11) выполняются равенства

$$Q_c - L + Q_g = -L + Q = Q',$$

где Q' — наблюдаемый тепловой эффект.

Если полученные решением уравнения (9) результаты применить к условиям в камере сгорания ракетного двигателя, то температура T_∞ будет равна температуре в зоне газификации топлива T_s, а давление p_∞ равно давлению в камере сгорания p. Тогда при изменении давления в камере сгорания p наблюдается слабая положительная зависимость $T_s(p)$; например, взятые из [7] экспериментальные данные можно представить приближенной зависимостью

$$T_s = 410 + 80p^{0.3}\ \text{К},\ 1 \leqslant p \leqslant 100\ \text{атм}. \quad (12)$$

Поскольку химический состав газа в пузырьке сложный, то имеются по крайней мере два параметра с плохо определенными значениями: это коэффициент β в законе Герца — Кнудсена и коэффициент поверхностного натяжения σ, последний сильно меняется вблизи температуры кипения [17]. Результаты, приведенные на рис. 1, получены численным решением уравнения (9) со следующими данными: $L = 1.5 \cdot 10^6$ Дж/кг; $c_p = 1\,100$ Дж/(кг $\cdot$ К); $Q = 3.7 \cdot 10^6$ Дж/кг; $k_0 = 10^{10}$ с$^{-1}$; $\lambda = 1.2$ Вт/(м $\cdot$ К); $E = 4.4 \cdot 10^4$ Дж/(моль $\cdot$ К); $\gamma = 1.3$.

С ростом давления радиус R^0 быстро уменьшается, разность температур ΔT небольшая и после незначительного снижения начинает очень медленно расти при $p > 6 \div 7$ атм. Если принять R^0 в качестве характерного радиуса пузырьков в зоне газификации, то можно заключить, что при высоком давлении визуальное наблюдение пузырьков будет затруднено. Но их роль этим не уменьшается, рост давления Лапласа означает и рост скорости возмущений жидкости и газа, создаваемых разрушающимися пузырьками.

ОБЩАЯ КАРТИНА ДИНАМИКИ ПУЗЫРЬКА

При решении системы уравнений (5)–(7) использованы начальные условия

$$R(t = 0) = R_0,\ p(t = 0) = p_\infty + 2\sigma/R_0,$$
$$T(t = 0) = T_\infty,$$

где начальный радиус R_0 варьировался. Для численного решения применен метод Рунге — Кутты 4-го порядка [18]. Представленные на рис. 2 и 3 результаты получены при параметрах $p_\infty = 60$ атм; $L = 1.5 \cdot 10^6$ Дж/кг; $\sigma = 3 \cdot 10^{-3}$ Па $\cdot$ м; $c_p = 1\,100$ Дж/(кг $\cdot$ К); $\rho_f = 950$ кг/м^3; $Q = 3.7 \cdot 10^6$ Дж/кг; $k_0 = 10^{10}$ с$^{-1}$; $\lambda = 1.2$ Вт/(м $\cdot$ К); $E = 4.4 \cdot 10^4$ Дж/(моль $\cdot$ К); $\nu = 3 \cdot 10^{-6}$ м^2/с; $\gamma = 1.3$; $\beta = 0.2$. Температура $T_\infty = T_s$ определялась по формуле (12) при заданном давлении $p = p_\infty$.

При выбранном давлении $p_\infty = 60$ атм точное стационарное значение размера пузыря равно $R^0 = 0.1$ мкм. Приведенные в качестве примера данные на рис. 2 и 3 являются типичными для динамики пузыря.

Если выбрать начальный радиус больше стационарного значения $R_0 > R^0$, то пузырь неограниченно растет (рис. 2,*а*), давление Лапласа $p_{\rm L} = 2\sigma/R$ снижается. Появляющиеся вначале слабые колебания температуры со временем быстро затухают (рис. 2,*б*), эти колебания инициированы выбором специфических начальных условий. Повышение температуры в растущих пузырьках инициирует тепловой взрыв, при этом размер пузырька и температура в нем за очень малое время быстро увеличиваются в сотни и тысячи раз. Время наступления теплового взрыва t_b зависит от начального размера пузырька; чем больше R_0, тем быстрее происходит тепловой взрыв:

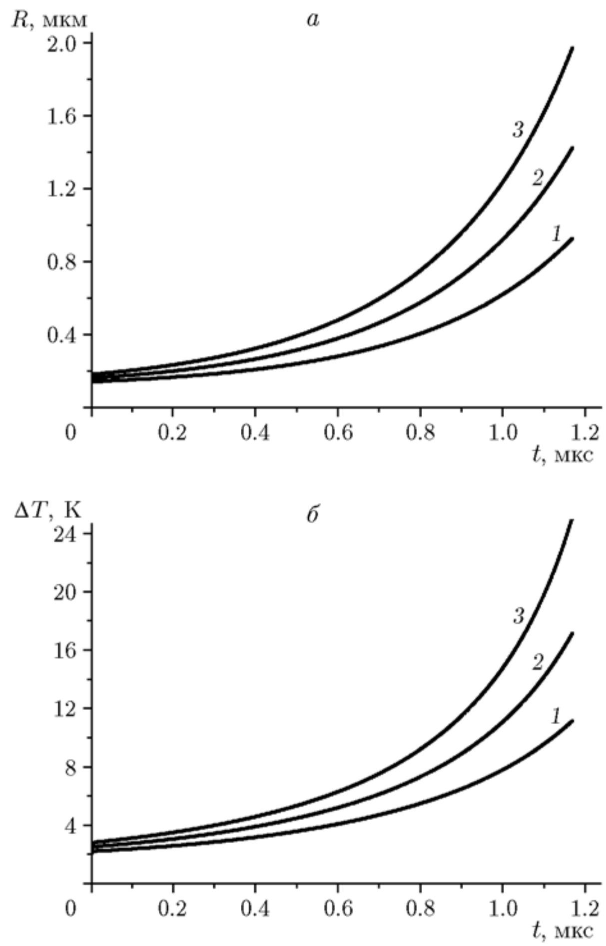

Рис. 2. Динамика радиуса пузыря (*а*) и разности температур (*б*) при начальном условии $R_0 > R^0$:

1 — $R_0 = 0.14$ мкм, *2* — $R_0 = 0.16$ мкм, *3* — $R_0 = 0.18$ мкм

$$R_0 = 0.14 \text{ мкм} — t_b \approx 1.69 \text{ мкс},$$
$$R_0 = 0.18 \text{ мкм} — t_b \approx 1.41 \text{ мкс},$$
$$R_0 = 0.25 \text{ мкм} — t_b \approx 1.15 \text{ мкс}.$$

В пределе $R_0 \to R^0$ время до наступления теп-

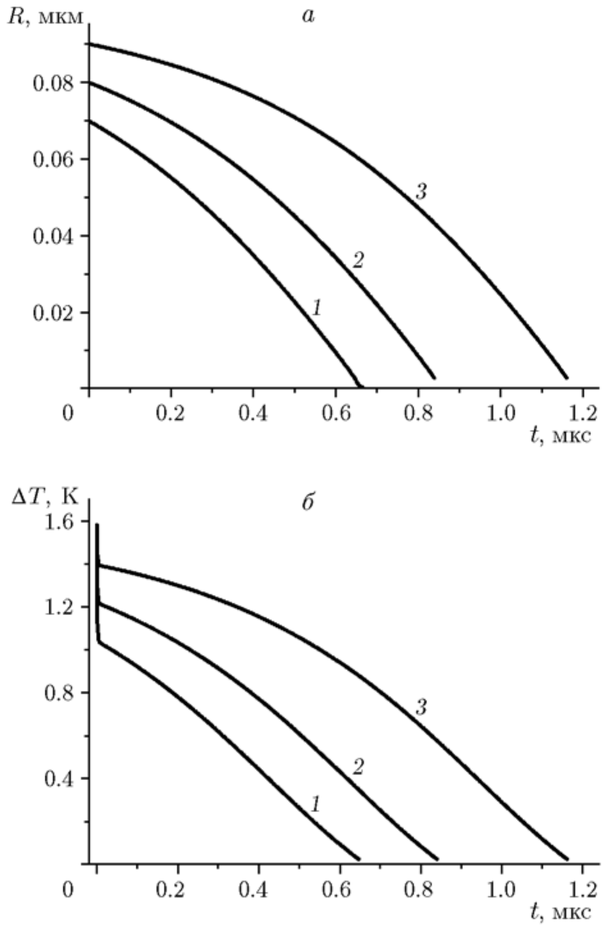

Рис. 3. Динамика радиуса пузыря (*а*) и разности температур (*б*) при начальном условии $R_0 < R^0$:

1 — $R_0 = 0.07$ мкм, *2* — $R_0 = 0.08$ мкм, *3* — $R_0 = 0.09$ мкм

лового взрыва $t_b \to \infty$.

Если же $R_0 < R^0$ (рис. 3), то размер пузыря со временем уменьшается, причем скорость уменьшения тем больше, чем меньше становится его радиус. К концу расчета давление Лапласа $p_{\rm L}(R_{\min}) \approx 18 \div 23$ атм.

По данным на рис. 2 и 3, чем ближе начальный радиус R_0 к стационарному значению R^0, тем медленнее меняется радиус R. Таким образом, наиболее долгоживущие пузырьки имеют радиус $R_0 \approx R^0$.

Провести расчет до очень малых радиусов R не удается, поскольку при старшей производной в уравнении (7) имеется малый параметр, тогда уравнение (7) становится чрезмерно жестким, а расчет — неустойчивым. Поэтому кривые на рис. 3,*а* обрезаны и выброшены участки с сильными колебаниями. Изменение шага интегрирования по времени Δt преимуществ не дает, поскольку в пределе $R \to 0$ необходимо $\Delta t \to 0$ и время расчета стремится к бесконечности. Тем не менее, основываясь на результатах моделирования, можно предположить следующий сценарий поведения пузырька в пределе $R \to 0$: давление в пузырьке неограниченно растет до нескольких сотен атмосфер, разность температур приближается к нулю (рис. 3,*б*). В уравнениях (5)–(7) изменение состояния вещества при таких высоких давлениях не предусмотрено, но газ в пузырьке в результате сильного сжатия должен превратиться в жидкость, для многих продуктов разложения твердых ВЭМ (например, Cl_2, H_2O, N_2O) температура и давление находятся вблизи критических значений [10], где стирается различие между жидкостью и газом. В связи с этим заметим, что точное описание динамики пузырьков с очень малыми размерами встречается с большими трудностями. Ведется активное исследование этой проблемы с применением теоретических [19, 20] и экспериментальных [21, 22] методов.

ОТНОШЕНИЕ КОЛИЧЕСТВ ПУЗЫРЬКОВ РАЗМЕРОВ $R_0 < R^0$ И $R_0 > R^0$

Для каждого начального размера пузырька R_0 из системы уравнений (5)–(7) можно найти время его жизни $t(R_0)$. Возникновение пузырьков происходит случайным образом. Пусть $f(R_0)dR_0$ — вероятность образования пузырьков размером от R_0 до $R_0 + dR_0$, где плотность вероятности $f(R_0)$ можно принять в виде [23]

$$f(R_0) = f_0 \exp\left(-\frac{A}{k_{\rm B}T}\right), \ A = \frac{4\pi R_0^2 \sigma}{3}.$$

Здесь A — работа образования пузырька радиусом R_0; $k_{\rm B}$ — постоянная Больцмана; f_0 — нормировочная постоянная, которая находится из условия

$$f_0 \int\limits_0^{R_{\max}} \exp\left(-\frac{A}{k_{\rm B}T}\right) dR_0 = 1,$$

$R_{\max}$ — наибольший радиус пузырьков, определяемый временем наступления теплового взрыва или временем нахождения пузырьков в зоне газификации ВЭМ. Введем теоретически максимальное количество зародышей пузырьков G_0, которое может образоваться в единице объема и в единицу времени. Тогда количество пузырьков в единице объема dN с размерами от R_0 до $R_0 + dR_0$ будет равно

$$dN = G_0 t(R_0) f(R_0) dR_0.$$

Поскольку динамика пузырьков качественно сильно зависит от того, больше или меньше их начальный размер R_0 отличается от стационарного значения R^0, то все пузырьки разделим на два класса:

$$\mathrm{I} — R_0 < R^0,\ \mathrm{II} — R_0 > R^0.$$

Обозначим через $t_\mathrm{I}(R_0)$ и $t_\mathrm{II}(R_0)$ время жизни пузырьков соответственно из первого и второго классов. Число пузырьков N_I и N_II, попадающих в классы I и II, определяются интегралами

$$N_\mathrm{I} = G_0 \int\limits_0^{R^0} t_\mathrm{I}(R_0) f(R_0) dR_0,$$

$$N_\mathrm{II} = G_0 \int\limits_{R^0}^{R_\mathrm{max}} t_\mathrm{II}(R_0) f(R_0) dR_0.$$

Времена $t_\mathrm{I}(R_0)$ и $t_\mathrm{II}(R_0)$ стремятся к бесконечности в пределе $R_0 \to R^0$, поскольку R^0 — стационарный радиус. Следовательно, интегралы бесконечны. Но физический смысл имеет разность чисел N_I и N_II или их отношение, например:

$$\delta = \frac{N_\mathrm{I}}{N_\mathrm{II}} =$$

$$= \int\limits_0^{R^0} t_\mathrm{I}(R_0) f(R_0) dR_0 \Big/ \int\limits_{R^0}^{R_\mathrm{max}} t_\mathrm{II}(R_0) f(R_0) dR_0 =$$

$$= \int\limits_0^{R^0} t_\mathrm{I}(R_0) \exp\left(-\frac{4\pi R_0^2 \sigma}{3k_\mathrm{B}T}\right) dR_0 \Big/$$

$$\Big/ \int\limits_{R^0}^{R_\mathrm{max}} t_\mathrm{II}(R_0) \exp\left(-\frac{4\pi R_0^2 \sigma}{3k_\mathrm{B}T}\right) dR_0.$$

Значение δ всегда остается конечным, поскольку $t_\mathrm{I}(R_0) \to t_\mathrm{II}(R_0)$ при $R_0 \to R^0$ и возникающие бесконечности в каждом интеграле взаимно компенсируются. В каком из классов содержится больше пузырьков, определяется неравенствами $\delta > 1$ или $\delta < 1$. Согласно результатам решения уравнений (5)–(7) времена жизни пузырьков радиусов $R_0 < R^0$ и $R_0 > R^0$ несильно различаются по порядку величины. При радиусах $R_0 = 0.01 \div 1$ мкм и типичных значениях поверхностного натяжения σ и температуры T аргумент экспоненты в интегралах большой по абсолютной величине и быстро меняется от R_0. В таком случае $\delta \gg 1$, это означает, что парообразование происходит в основном за счет пузырьков радиусов $R_0 < R^0$.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Проведенное теоретическое исследование динамики пузырьков в жидкости с химическими реакциями и в интервале размеров от ≈1 нм до ≈1 мкм показало следующее:

— существует стационарный радиус пузырька R^0, он быстро уменьшается в несколько десятков раз с ростом давления от 1 до 100 атм;

— на шкале радиусов пузырьков можно условно выделить границу $R = R^0$, время жизни пузырьков радиусов $R < R^0$ меньше, чем пузырьков радиусов $R > R^0$;

— вероятность существования пузырьков радиусов $R > R^0$ очень мала, но в них может возникнуть тепловой взрыв;

— газификация высокоэнергетических материалов определяется в основном пузырьками радиусов $R < R^0$ вследствие их высокой вероятности образования.

Таким образом, в ракетном диапазоне давления внутри зоны газификации ВЭМ могут существовать пузырьки газа размерами от нескольких микрометров до десятков нанометров. На поверхности газификации ВЭМ пузырьки могут образовать очень тонкий пенный слой, и их разрушение может приводить к генерации акустических возмущений газа. Поэтому зона газификации может быть активным источником акустической неустойчивости.

ЛИТЕРАТУРА

1. **Гусаченко Л. К., Зарко В. Е.** Анализ моделей горения энергетических веществ с полностью газообразными продуктами реакции // Физика горения и взрыва. — 2005. — Т. 14, № 1. — С. 24–40.

2. **Apte S., Yang V.** Unsteady flow evolution and combustion dynamics of homogeneous solid propellant in rocket motors // Combust. Flame. — 2002. — V. 131. — P. 110–131.
3. **Cai W., Ma F., Yang V.** Two-phase vortico-acoustic flow interactions in solid-propellant rocket motors // J. Propul. Power. — 2003. — V. 19, N 3. — P. 385–396.
4. **Гусаченко Л. К., Зарко В. Е.** Эрозионное горение. Проблемы моделирования // Физика горения и взрыва. — 2007. — Т. 43, № 3. — С. 47–58.
5. **Вилюнов В. Н., Дворяшин А. А.** О закономерностях горения пороха Н в потоке газа // Физика горения и взрыва. — 1971. — Т. 7, № 1. — С. 45–51.
6. **Kubota N.** Propellant and Explosives: Thermochemical Aspects of Combustion. — Veinheim, Germany: Wiley-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, 2002.
7. **Новожилов Б. В.** Нестационарное горение твердых ракетных топлив. — М.: Наука, 1973. — (Transl. AFSC FTD-MD-24-317-74).
8. **Анников В. Э., Кондриков Б. Н.** О влиянии диаметра заряда на скорость горения взрывчатых веществ // Физика горения и взрыва. — 1968. — Т. 4, № 3. — С. 350–357.
9. **Александров В. В., Болдырева А. В., Болдырев В. В., Тухтаев Р. К.** Горение дины при атмосферном давлении // Физика горения и взрыва. — 1973. — Т. 9, № 1. — С. 140–142.
10. **Сабденов К. О., Ерзада М.** К определению коэффициентов переноса «собственной» турбулентности, возникающей вблизи зоны газификации твердого топлива. I. Двухфазная модель зоны газификации // Физика горения и взрыва. — 2017. — Т. 53, № 5. — С. 70–82.
11. **Сабденов К. О., Ерзада М.** Аномальное влияние турбулентности на скорость горения твердых высокоэнергетических материалов // Хим. физика. — 2018. — Т. 37, № 10. — С. 51–59.
12. **Сабденов К. О., Ерзада М.** Моделирование горения твердых высокоэнергетических материалов с учетом эрозионных эффектов // Физика горения и взрыва. — 2019. — Т. 55, № 2. — С. 38–49.
13. **Васильев А. А., Кедринский В. К., Таратута С. П.** Динамика одиночного пузырька с химически активным газом // Физика горения и взрыва. — 1998. — Т. 34, № 2. — С. 121–124.
14. **Кедринский В. К., Фомин П. А., Таратута С. П.** Динамика одиночного пузырька в жидкости при наличии химических реакций и межфазного тепло- и массообмена // ПМТФ. — 1999. — Т. 40, № 2. — С. 119–127.
15. **Нагиев Ф. Б., Хабеев Н. С.** Динамика растворимых газовых пузырьков // Механика жидкости и газа. — 1985. — № 6. — С. 52–59.
16. **Михеева Е. В., Хабеев Н. С.** Радиальные колебания паровых пузырьков в растворах // Механика жидкости и газа. — 1989. — № 3. — С. 108–113.
17. **Knacke O., Stranski I. N.** The mechanism of evaporation // Prog. Met. Phys. — 1956. — V. 6. — P. 181–235.
18. **Калиткин Н. Н.** Численные методы. — М.: Наука, 1978.
19. **Смородов Е. А.** Динамика кавитационного пузырька в полярной жидкости // Письма в ЖТФ. — 2006. — Т. 32, вып. 8. — С. 34–40.
20. **Dorofeev B. M., Volkova V. I.** The dynamics of vapor bubble growth in boiling owing to excess enthalpy of surrounding superheated liquid // High Temperature. — 2008. — V. 46, iss. 6. — P. 861–866.
21. **Cheng Feng, Ji Weixi, Qian Chenhao, Xu Jie.** Cavitation bubbles dynamics and cavitation erosion in water jet // Results in Phys. — 2018. — N 9. — P. 1585–1593.
22. **Fujisawa Nobuyuki, Horiuchi Toshihiro, Fujisawa Kei, Yamagata Takayuki.** Experimental observation of the erosion pattern, pits, and shockwave formation in a cavitating jet // Wear. — 2019. — V. 418–419. — P. 265–272.
23. **Фольмер М.** Кинетика образования новой фазы: пер. с нем. — М.: Наука, 1986.

Поступила в редакцию 26.02.2019.
После доработки 06.06.2019.
Принята к публикации 28.08.2019.