

СТРУКТУРА ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН В МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ ПУЗЫРЬКОВЫХ СРЕДАХ

УДК 534.222.2

В. Ю. Ляпидевский

Институт гидродинамики им. М. А. Лаврентьева СО РАН,
630090 Новосибирск

В рамках модели Иорданского — Когарко с мгновенным энерговыделением на фронте детонации изучены особенности формирования и распространения самоподдерживающихся волн в жидкости, содержащей пузырьки как химически активного, так и инертного газа. Сформулировано правило отбора скорости детонации в пузырьковой среде с дискретным распределением пузырьков по размерам.

ВВЕДЕНИЕ

Явление пузырьковой детонации, т. е. генерация и распространение самоподдерживающейся волны за счет воспламенения химически активного газа в пузырьках, находящихся в инертной жидкой среде, экспериментально исследовано в [1–3]. Одна из интересных особенностей процесса, отмеченная в [1, 2], — возрастание скорости детонации при увеличении вязкости несущей фазы. Формирование и распространение самоподдерживающейся волны в пузырьковой жидкости связано с разнообразными физическими процессами на фронте волны, включающими химические реакции, теплообмен, влияние вязкости и дробление пузырьков. Это обстоятельство затрудняет построение адекватной математической модели пузырьковой детонации, описывающей структуру самоподдерживающейся волны, так как прежде надо получить ответ на основной вопрос: какой из перечисленных выше процессов определяет скорость распространения детонационной волны?

Математические модели пузырьковой детонации [4–10] в разной степени отражают влияние тех или иных механизмов формирования самоподдерживающейся волны. Так, в [4, 6] диссипативные процессы моделируются эффективной вязкостью, в [5] — теплопереносом. Для описания энерговыделения в пузырьках используются как простейшие гипотезы мгновенного сгорания реагирующей смеси с дальнейшим адиабатическим расширением пузырька [9, 10], так и гораздо более сложные уравнения, учитывающие сдвиг химического равновесия и изменение молекулярной массы реагирующих веществ [8].

Как показано в [10], один из основных механизмов формирования самоподдерживающейся солитонобразной детонационной волны — неравновесность по давлениям в жидкой и газообразной фазах. Если энерговыделение при сжатии пузырька с горючей смесью происходит достаточно быстро, а время тепловой и вязкой релаксации существенно больше времени схлопывания пузырька в детонационной волне (ДВ), то непосредственно за фронтом волны достигается равновесное по давлениям в фазах состояние. В рамках равновесной модели это состояние является сверхзвуковым по отношению к фронту. Поэтому сложные релаксационные процессы за фронтом ДВ уже не влияют на ее распространение.

Для определения внутренних параметров ДВ таких, как скорость, амплитуда, протяженность, нет необходимости привлекать модели со сложной кинетикой, так как параметры волны слабо зависят от химического состава реагирующей смеси, а определяются в основном суммарным энерговыделением в результате сгорания газа в пузырьках и условиями инициирования реакции.

Относительная простота используемой в [10] модели Иорданского — Когарко позволила сформулировать правило отбора скорости пузырьковой детонации для монодисперсной смеси. Для полидисперсной пузырьковой жидкости структура волн резко усложняется. В [11] показано, что даже для простейшей полидисперсной среды, содержащей пузырьки двух размеров, стационарные солитонобразные структуры существуют только для дискретных значений скорости волны. Поэтому из произвольного возмущения формируются квазистационарные мультисолитоны и ДВ в полидисперсной пузырьковой жидкости может содержать несколько пиков давления.

В работе исследуется структура ДВ в двухкомпонентной пузырьковой среде, содержащей пузырьки как химически активного, так и пассивного газа. Особенности пузырьковой детонации в таких средах экспериментально изучены в [12].

1. ПОСТАНОВКА ЗАДАЧИ

Рассмотрим одномерные движения пузырьковой жидкости в трубе постоянного сечения. Пусть при $t = 0$ среда находится в покое, а давления в жидкой и газовой фазах совпадают. Жидкость считается идеальной, несжимаемой с плотностью $\rho_f = \text{const}$. Объемная концентрация газовой фазы α достаточно мала ($\alpha \ll 1$). Пузырьки имеют сферическую форму с начальным равновесным радиусом R_e и равномерно распределены по объему. Уравнение состояния газа в пузырьках записывается в виде $p_g = p_0(\rho_g/\rho_{g,0})^{\gamma_0}$, где $\gamma_0 > 1$, $\rho_{g,0}$ — начальная плотность, а p_0 — начальное давление газовой фазы. В системе имеется два типа пузырьков — активные и пассивные. В активных пузырьках при достижении критического радиуса возгорания $R_* < R_e$ происходит мгновенная реакция, сопровождающаяся тепловыделением, и уравнение состояния продуктов реакции имеет вид

$$p_g = p_1(\rho_g/\rho_{g,0})^{\gamma_1}, \quad p_1 > p_0.$$

Уравнение состояния пассивных пузырьков не меняется. Пусть β — относительное содержание активных пузырьков в смеси, т. е. $\beta = n_1/n$. Здесь и далее n — число всех пузырьков, а n_0, n_1 — пассивных и активных пузырьков в единице массы соответственно. При $\beta = 0$ имеем пузырьковую жидкость с инертной газовой фазой. Структура ударных волн в такой среде изучена в [13]. При $\beta = 1$ монодисперсная пузырьковая жидкость содержит только активную газую фазу. В [12] экспериментально исследовалось явление пузырьковой детонации при $0 < \beta < 1$.

Нестационарные движения двухкомпонентной среды могут быть описаны в рамках односкоростной модели уравнениями Иорданского — Когарко в лагранжевых координатах:

$$\frac{\partial v}{\partial t} - \frac{\partial u}{\partial x} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial p}{\partial x} = 0, \quad (1)$$

$$R_i \frac{\partial^2 R_i}{\partial t^2} + \frac{3}{2} \left(\frac{\partial R_i}{\partial t} \right)^2 = \frac{1}{\rho_f} \left(p_i \left(\frac{R_i}{R_e} \right)^{-3\gamma_i} - p \right) \quad (i = 0, 1). \quad (2)$$

Здесь u — скорость, p — давление в жидкости. Индекс $i = 0$ соответствует непрореагировавшей, а $i = 1$ — прореагировавшей газовой фазе. Удельный объем смеси

$$v = v_f + \sum_{i=0}^1 \frac{4}{3} \pi n_i \bar{r}_i^3, \quad v_f = \frac{1}{\rho_f}.$$

Если в волне, распространяющейся по покоящейся среде, критический радиус пузырька не достигается, то $R_0 \equiv R_1$ и среда может рассматриваться как монодисперсная. Только при распространении возмущений достаточно большой амплитуды проявляются свойства двухкомпонентной среды, связанные с энерговыделением при сгорании химически активных пузырьков и с распределением пузырьков по размерам за фронтом реакции. Как и в монодисперсном случае [13], следствием уравнений (1) и уравнений Рэлея (2) является закон сохранения энергии

$$\left(\frac{1}{2} u^2 + \rho_f \sum_{i=0}^1 n_i 2\pi R_i^3 (R_{it})^2 + \sum_{i=0}^1 \frac{n_i}{\gamma_i - 1} p_i \left(\frac{R_i}{R_e} \right)^{-5\gamma_i} \frac{4}{3} \pi R_i^3 \right)_t + (pu)_x = 0. \quad (3)$$

Уравнения, аналогичные системе (1)–(3), могут быть написаны и для слабосжимаемой несущей фазы. При $p = g(\rho_f)$, $g' > 0$ соответствующие уравнения (1), (2) являются гиперболическими, что упрощает численные расчеты нестационарных движений. Роль сжимаемости проявляется только в средах с очень малым значением α , когда скорость самоподдерживающейся волны превосходит скорость звука в жидкости. В этом случае передний фронт ДВ уже не является непрерывным, как показано в [8, 13], а состоит из ударной волны и примыкающей к ней непрерывной зоны релаксации. Однако для реализуемых экспериментально концентраций α , для которых наблюдается явление пузырьковой детонации [1–3, 8], скорость ДВ не превышает скорости звука в жидкости, и учет сжимаемости практически не влияет на картину формирования и распространения самоподдерживающейся волны.

Рассматриваемая модель пузырьковой детонации характеризуется следующими безразмерными параметрами: γ_0 , γ_1 , α , β , $B = p_1/p_0$, $r_* = R_*/R_e$. В модели не нашли отражения такие важные физические процессы, как вязкость, теплообмен, излучение пузырьками ударных волн при их расширении, изменение химического состава газа в процессе горения и т. д. Тем не менее эта простая модель описывает, как будет показано ниже, не только качественно, но и количественно явление детонации для пузырьковых жидкостей, в которых время протекания реакции существенно меньше периода пульсаций пузырьков, а релаксационные процессы проявляются за фронтом волны в области сверхзвукового (по отношению к фронту) равновесного по давлениям в фазах течения.

В экспериментах [1–3, 8] пузырьковая детонация инициировалась повышением давления на границе пузырьковой жидкости. Поэтому адекватной постановкой для системы (1), (2) будет задача о газовом поршне: при $t > 0$ задана функция $p_w(t)$:

$$p(0, t) = p_w(t). \quad (4)$$

Решение задачи (1), (2), (4) ищется в области ($x > 0$, $t > 0$). Простейшая функция

$$p(0, t) = p_w(t) = \begin{cases} p_w \equiv \text{const}, & 0 < t < t_w, \\ p_0, & t > t_w, \end{cases} \quad (5)$$

обеспечивает возникновение самоподдерживающейся волны только при достаточно больших значениях p_w и t_w . Однако если ДВ сформировалась, ее профиль и скорость уже не

зависят от граничных условий. В рассматриваемой модели самым интересным является вопрос о правиле отбора скорости пузырьковой детонации, аналогичном условию Чепмена — Жуге. Для монодисперсной среды соответствующий принцип отбора сформулирован в [10]. В [10] показано, что необходимым условием существования самоподдерживающейся волны является сжатие пузырька до критического радиуса воспламенения горючей смеси. При этом реализуется волна с минимальной допустимой скоростью, переводящая прореагировавшую среду в новое равновесное состояние.

Детонационная волна состоит из двух частей солитонов, соответствующих течениям непрореагировавшей и прореагировавшей газожидкостной смеси. Склейка этих решений происходит на фронте реакции, шириной которого в рассматриваемой модели можно пренебречь. Часть кинетической энергии жидкости, связанная с пульсациями пузырьков, теряется на фронте из-за внезапной остановки процесса сжатия пузырька при мгновенном воспламенении горючей смеси.

Для полидисперсной смеси условия склейки стационарных решений на фронте реакции становятся более сложными. Поэтому, прежде чем сформулировать правило отбора для скорости пузырьковой детонации, остановимся на основных особенностях формирования и распространения ДВ в пузырьковых жидкостях, выявленных в результате численных расчетов задачи (1), (2), (4).

2. РЕЗУЛЬТАТЫ ЧИСЛЕННЫХ РАСЧЕТОВ

Для численного решения задачи (1), (2), (4) удобно использовать условие слабой сжимаемости несущей фазы $p = c_0^2 \rho_f$, где c_0 — скорость звука в жидкости. Если c_0 превосходит скорость ДВ в пузырьковой жидкости, то профиль волны практически не зависит от параметра c_0 . Для решения системы (1) использовалась схема С. К. Годунова, а уравнения (2) решались методом Рунге — Кутты. Структура уравнений (1), (2) достаточно проста, поэтому ее решение нетрудно построить и для произвольного дискретного начального распределения пузырьков по размерам с различными газовыми смесями в каждом из сортов пузырьков.

В качестве граничных условий выбиралось условие (5) со ступенчатой функцией $p_w(t)$ на левой границе расчетной области. Давление p_w и время воздействия t_w обеспечивали сжатие начально покоящейся пузырьковой среды до критического радиуса возгорания, после этого давление на границе сбрасывалось до начального.

На рис. 1 приведено (сплошные линии) распределение давления и радиусов пузырьков в ДВ при достаточно больших временах, когда движение головной части волны вышло на режим, близкий к стационарному (кривая 0 — радиус пузырька, содержащего инертный газ, кривая 1 — радиус пузырька со сгоревшим газом: штриховые линии — стационарная волна со скоростью D , равной минимальной скорости волны $D = D_{\min}$ (см. п. 3)). В качестве горючей смеси рассматривалась стехиометрическая смесь ацетиленов с кислородом, которой соответствуют следующие значения параметров: $\gamma_0 = 1,35$, $\gamma_1 = 1,15$, $B = 17$, $r_* = 0,35$. Начальные данные: $p = 1$ атм, $R_e = 2$ мм.

Остановимся сначала на общих особенностях формирования ДВ в однокомпонентной и двухкомпонентной пузырьковых жидкостях. При воздействии на покоящуюся среду граничного условия (5) сначала формируется предвестник, быстро затухающий по мере удаления от границы. Далее с началом реакции давление в жидкой фазе нарастает и формируется солитонобразный сигнал, пик давления в котором соответствует фронту реакции. Солитон достаточно быстро достигает максимальной амплитуды и распространяется с со-

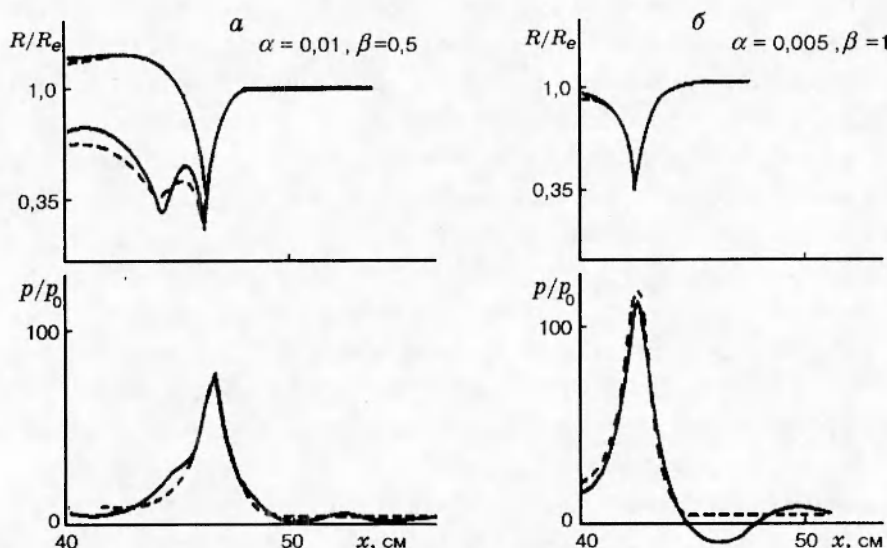


Рис. 1

хранением формы со скоростью, близкой к постоянной. При движении солитон генерирует перед собой цуг коротких волн, амплитуды которых на порядок меньше его собственной (см. рис. 1). Короткие волны распространяются с фазовой скоростью, большей скорости солитона, и интенсивно затухают по мере удаления от источника возмущений. При возрастании скорости солитона и приближении ее к скорости звука в жидкости возмущения перед ДВ исчезают, и при скоростях, больших замороженной скорости звука в среде, реализуется структура, содержащая ударную волну на переднем фронте (см. [8, 13]).

Нестационарность среды перед ДВ существенно осложняет анализ ее структуры. Экспериментально генерация нестационарного цуга волн перед ДВ также наблюдалась в [1, 2]. Тем не менее основные характеристики ДВ (скорость, амплитуда, профиль волны) близки к стационарным. Более того, непосредственно за ДВ волновое движение отсутствует и реализуется равновесное по давлениям в фазах сверхзвуковое по отношению к фронту волны течение. Переход к значению p_0 осуществляется в нестационарной волне разрежения, примыкающей к ДВ.

В то же время профили давления и распределение пузырьков по размерам могут существенно отличаться для однокомпонентной и многокомпонентной сред. На фронте реакции сжатие пузырька со сгоревшей смесью прекращается, в то же время пузырек с инертным газом продолжает сжиматься (см. рис. 1, а). При различных начальных размерах пузырьков ДВ может содержать несколько пиков давления, но тем не менее за фронтом снова реализуются состояния, близкие к равновесным по давлениям в фазах, и возмущения вниз по потоку уже не влияют на распространение ДВ.

3. СТАЦИОНАРНЫЕ ВОЛНЫ

Численные расчеты и эксперименты показали, что, строго говоря, ДВ в пузырьковой жидкости не является стационарной. Тем не менее только анализ стационарных решений системы (1), (2) может дать правило отбора скорости ДВ. При известной скорости ДВ все основные параметры волны также определяются из уравнений стационарного движения.

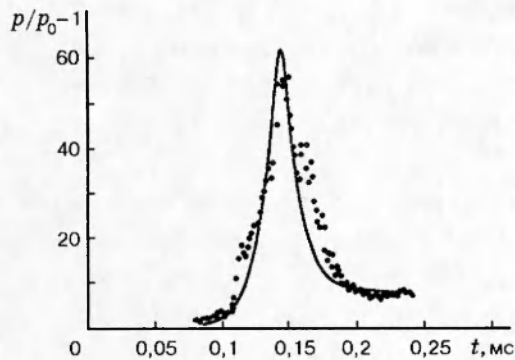


Рис. 2

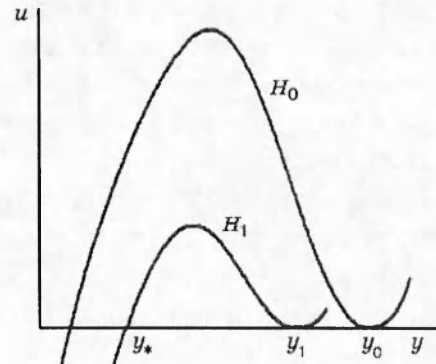


Рис. 3

Экспериментально распределение средних величин в квазистационарной ДВ может быть найдено осреднением результатов нескольких экспериментов с одинаковыми начальными и граничными условиями. На рис. 2 приведен профиль ДВ, полученный в [3] для монодисперсной смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2 + 7\text{Ar}$ ($R_e = 1,4$ мм). Каждой точке соответствует осреднение по 50 экспериментальным реализациям. Сплошная линия — профиль стационарной волны, рассчитанный по правилу отбора скорости детонации, сформулированному ниже. Параметры модели взяты из соответствующих таблиц термодинамических величин ($\gamma_0 = 1,55$, $\gamma_1 = 1,2$, $r_* = 0,35$, $B = 7$, $\beta = 1$). Сравнение профиля стационарной волны с экспериментальными данными (точки) показывает хорошее совпадение по амплитуде. Кроме того, в осредненных экспериментальных данных четко прослеживается выход течения на новое равновесное состояние за волной с давлением, превышающим начальное в несколько раз. Стоит также отметить, что профиль ДВ, полученный как функция от времени в фиксированной точке расположения датчика в ударной трубе, не зависит от начальной объемной концентрации газовой фазы.

Структура стационарных волн в монодисперсной жидкости ($\beta = 1$) исследована в [10, 13]. Пусть решения системы (1), (2) зависят только от переменной $\xi = x - Dt$. Тогда из закона сохранения энергии (3) и уравнений (1) следует, что для несжимаемой несущей фазы кинетическая энергия e_i движения жидкости в окрестности пузырьков непрореагировавшего ($i = 0$) и прореагировавшего ($i = 1$) газа задается уравнением

$$e_i = H_i(y) = \frac{1}{2} \Theta^2 \left((y - 1)^2 - (y_i - 1)^2 \right) - y + y_i - \frac{D_i}{\gamma_i - 1} \left(y^{1-\gamma_i} - y_i^{1-\gamma_i} \right). \quad (6)$$

Здесь $B_0 = 1$, $B_1 = B$, $y_0 = 1$, $y = v_g/v_{g,0}$, $\Theta^2 = D^2 v_{g,0}/p_0 v_0^2$. Значение y_1 для заданного Θ соответствует новому равновесному состоянию ($p = p_g$) для сгоревшей смеси, т. е. постоянная в интеграле энергии за фронтом реакции выбирается так, что $H_1(y_1) = 0$, $H'_1(y_1) = 0$ [10]. Заметим, что выбор точки y_1 соответствует недосжато-детонационному режиму для равновесной модели, т. е. в этой точке течение по отношению к фронту ДВ сверхзвуковое.

На рис. 3 представлен вид функций $u = H_i(y)$ ($i = 0, 1$) при достаточно больших значениях D . Значение $y_* = r_*^3$ соответствует критическому радиусу возгорания горючей смеси в пузырьке. Так как физически допустимыми являются только значения $e_i = H_i(y) \geq 0$, то минимальная скорость волны D_{\min} , в которой происходит мгновенное сгорание газа при достижении пузырьками критического радиуса, реализуется при условии $H_1(y_*) = 0$.

Это означает, что в результате энергосыделения пузырек мгновенно останавливается и далее в волне происходит его расширение до равновесного радиуса. Интересно отметить, что при этом мгновенно теряется вся кинетическая энергия $H_0(y_*)$ (за счет гидравлического удара в несжимаемой жидкости или излучения ударных волн пузырьком в слабо сжимаемой жидкости).

В численных расчетах нестационарной задачи никакого механизма диссипации кинетической энергии на фронте горения не закладывалось, однако полученная структура ДВ практически совпадает со стационарной с $D = D_{\min}$ (см. рис. 1, б, штриховая линия). Профиль волны для прореагировавших и непрореагировавших пузырьков может быть найден из следующего уравнения:

$$e_i = y^{-1/3}(y')^2 = H_i(y). \quad (7)$$

Здесь y' — скорость изменения объема пузырька по безразмерному времени $\bar{t} = t/t_0$, $t_0 = R_e(6p_0v_0)^{-1/2}$. Для представленной на рис. 2 пузырьковой среды $t_0 = 5,7 \cdot 10^{-2}$ мс и профиль ДВ (сплошная линия), найденный из (7), состоит из части уединенной волны в непрореагировавшей среде, сжимающей пузырьки с горючим газом до критического радиуса воспламенения, и из половины уединенной волны для прореагировавшей смеси, в которой происходит плавное расширение пузырьков до нового равновесного состояния.

В случае многокомпонентной пузырьковой жидкости структура стационарных решений уравнений (1), (2) значительно усложняется. Для прореагировавшей смеси уравнение энергии (3) дает интеграл, из которого может быть определена только суммарная кинетическая энергия движения жидкости вокруг пузырьков различных размеров:

$$e = H_1(z, w) = \frac{1}{2} \Theta^2 \left((y-1)^2 - (y_1-1)^2 \right) - y + y_1 - \frac{1-\beta}{\gamma_0-1} (z^{1-\gamma_0} - z_1^{1-\gamma_0}) - \frac{\beta B}{\gamma_1-1} (w^{1-\gamma_1} - w_1^{1-\gamma_1}). \quad (8)$$

Здесь $y = (1-\beta)z + \beta w$, $z = (R_0/R_e)^3$, $w = (R_1/R_e)^3$. Индексом 1 обозначено состояние, которое определяется из условия равновесности по давлениям в фазах:

$$p = p_{g,0} = p_{g,1}$$

или, в силу (1),

$$y = \beta \left(\frac{p}{Bp_0} \right)^{-1/\gamma_1} + (1-\beta) \left(\frac{p}{p_0} \right)^{-1/\gamma_0} = 1 - \frac{1}{\Theta^2} \left(\frac{p}{p_0} - 1 \right).$$

Из двух точек пересечения равновесной адиабаты с прямой Михельсона на плоскости (y, p) выбирается равновесное состояние, сверхзвуковое по отношению к скорости D . График функции $u = H_1(z, w)$, $u \geq 0$, приведен на рис. 4. В равновесной точке $A(z_1, w_1)$ выполнены условия

$$H_1(z_1, w_1) = 0, \quad \frac{\partial H_1}{\partial z}(z_1, w_1) = 0, \quad \frac{\partial H_1}{\partial w}(z_1, w_1) = 0,$$

и траектория стационарного решения уравнений (1), (2) не может покинуть поверхность «шпалочки» за конечное время. Так же, как и для монодисперсной пузырьковой жидкости, необходимо, чтобы в ДВ для горючих пузырьков достигался критический радиус воспламенения. Упрощающим элементом в постановке задачи является предположение о том, что начальные радиусы и уравнения состояния в пузырьках с горючим и инертным газами совпадают. Поэтому до воспламенения пузырьковая среда ведет себя как монодисперсная, и

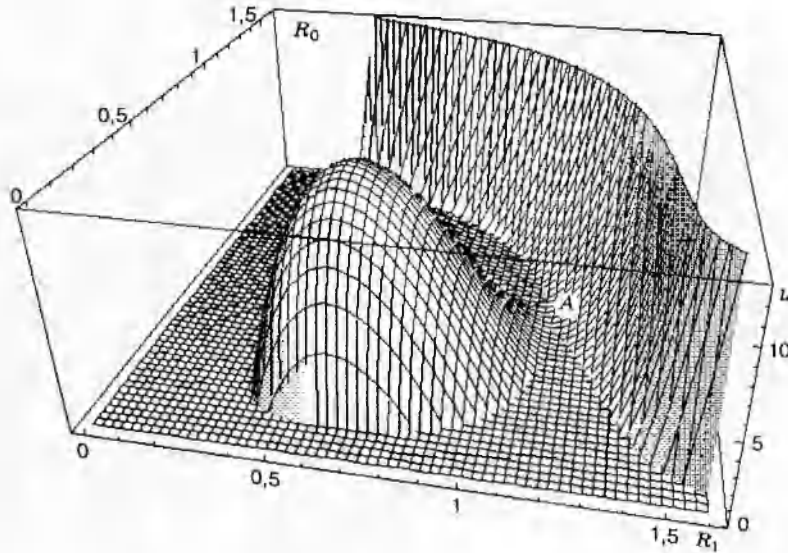


Рис. 4

передняя часть ДВ представляет собой часть солитона, который описывается уравнениями (6), (7) ($i = 0$). Таким образом, воспламенение происходит в точке (z_*, w_*) с координатами $z_* = w_* = r_*^3$. Вообще говоря, ниоткуда не следует, что при заданном значении D существует траектория, выходящая из равновесного состояния A и проходящая через точку $(z_*, w_*, H_1(z_*, w_*))$, т. е. существует стационарное решение, аналогичное монодисперсному случаю и состоящее из двух частей солитонов — в сгоревшей и несгоревшей пузырьковой жидкости. Однако, как показывают численные расчеты нестационарной задачи и вычисления, сделанные в [11] для газожидкостной системы, состоящей из инертных пузырьков двух размеров, в такой среде распространяются волны, близкие по структуре к стационарным. При этом траектории частиц в квазистационарной волне должны находиться вблизи поверхности, задаваемой уравнением $u = H_1(z, w)$, полученным для стационарной волны. Теперь мы в состоянии сформулировать критерий отбора скорости ДВ в многокомпонентных пузырьковых жидкостях. Так как при убывании D размер соответствующей «шапочки», на которой располагаются траектории стационарного решения, уменьшается, то минимальная возможная скорость D_{\min} самоподдерживаемой волны реализуется, когда $\vec{H}_1(z_*, w_*) = 0$.

Применение критерия отбора D_{\min} для определения основных параметров ДВ в двухкомпонентной пузырьковой среде дало хорошее согласие со структурой ДВ, полученной в численных расчетах нестационарной задачи. На рис. 1 штриховой линией изображен профиль стационарной волны с $D = D_{\min}$. Передняя часть волны — это солитон в монодисперсной пузырьковой жидкости. Для определения траектории за фронтом реакции в (2) использовано условие $H_1(z_*, w_*) = 0$. Хотя для двухкомпонентной среды (см. рис. 1, а) равновесное состояние вдоль траектории не достигается, тем не менее основные параметры волны описываются стационарным решением, а нестационарность проявляется в области за волной, где течение близко к равновесному.

4. ЗАМЕЧАНИЯ

На основе изложенного сделаем ряд замечаний.

1. В общем случае, когда уравнения состояния и начальные радиусы пузырьков для инертной и активной газовых фаз различны, критическая точка возгорания (z_*, w_*) находится из стационарного решения, описывающего головную часть ДВ.

2. Наличие инертной примеси приводит к сужению области существования самоподдерживающихся волн. Уменьшение относительного содержания β активных пузырьков в смеси при сохранении объемной концентрации α приводит к уменьшению энерговыделения в ДВ и препятствует выходу ДВ на самоподдерживающийся режим. Так, для параметров смеси, рассмотренной в п. 2 ($\gamma_0 = 1,35$, $\gamma_1 = 1,15$, $B = 17$, $r_* = 0,35$, $\alpha = 0,01$), предельное значение β составляет $1,5 \div 2\%$. Естественно, в реальных системах из-за влияния диссипации это значение существенно больше. Присутствие инертной примеси влияет и на условия инициирования ДВ, в частности, увеличивается минимальное значение давления p_w на границе, при котором ДВ выходит на стационарный режим, причем это значение может быть найдено и в рамках идеальной модели детонации (1), (2), (4).

3. Для любого дискретного распределения пузырьков по размерам можно сформулировать аналогичный критерий отбора скорости ДВ из рассмотрения условий попадания критической точки возгорания смеси на нулевую линию уровня полной кинетической энергии H_1 в соответствующем многомерном пространстве.

4. Один из основных постулатов, использованный при формулировке критерия отбора скорости ДВ, состоит в том, что за фронтом волны достигаются условия равновесия (точка A на рис. 4). Если потери кинетической энергии за счет энерговыделения будут меньше, чем предписано в данной модели, график функции $H_1(z, w)$ поднимется вверх и за конечное время траектории в стационарной волне «соскальзывают» через открывшийся переход в окрестности точки A в область, где они неограниченно возрастают. Такая ситуация не может быть реализована для стационарной или квазистационарной волны.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Международного научного фонда и Правительства Российской Федерации (грант RBVU 300).

ЛИТЕРАТУРА

1. Пинаев А. В., Сычев А. И. Влияние физико-химических свойств газа и жидкости на параметры и условия существования волны детонации в системах жидкость — пузырьки газа // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 6. С. 76–84.
2. Сычев А. И., Пинаев А. В. Самоподдерживающаяся детонация в жидкостях с пузырьками взрывчатого газа // ПМТФ. 1986. № 1. С. 133–138.
3. Gülhan A., Beylich A. E. Detonation wave phenomena in bubbled liquid // *Adiabatic Waves in Liquid-Vapor Systems* / G. E. A. Meier, P. A. Thompson (Eds). Berlin: Springer-Verl., 1990. P. 39–48.
4. Красный Ю. П., Михо В. В. Самоподдерживающиеся нелинейные детонационные волны в жидкости с пузырьками горючего газа // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 2. С. 75–81.
5. Шагапов В. Ш., Вахитова Н. К. Волны в пузырьковой системе при наличии химических реакций в газовой фазе // Физика горения и взрыва. 1989. Т. 25, № 6. С. 14–22.
6. Борисов А. А., Шарыпов О. В. О формировании волны пузырьковой детонации // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1990. Вып. 2. С. 50–59.

7. **Замарев Ф. Н., Кедринский В. К., Мейдер Ч.** Волны в химически активной пузырьковой среде // ПМТФ. 1990. № 2. С. 20–26.
8. **Троцюк А. В., Фомин П. А.** Модель пузырьковой детонации // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 4. С. 129–136.
9. **Кузнецов Н. М., Копотев В. А.** Структура волны и условие Чепмена — Жуге при гетерогенной детонации в жидкостях с пузырьками газа // Докл. АН СССР. 1989. Т. 304, № 4. С. 850–853.
10. **Ляпидевский В. Ю.** О скорости пузырьковой детонации // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 4. С. 137–140.
11. **Изергин В. Л.** Уединенные волны сложной структуры в полидисперсных газожидкостных смесях // Изв. СО АН СССР. Сер. техн. наук. 1989. Вып. 1. С. 16–23.
12. **Сычев А. И.** Детонационные волны в многокомпонентных пузырьковых средах // Физика горения и взрыва. 1993. Т. 29, № 1. С. 110–117.
13. **Ляпидевский В. Ю., Плаксин С. И.** Структура ударных волн в газожидкостной среде с нелинейным уравнением состояния // Динамика сплошной среды. Новосибирск: Ин-т гидродинамики СО РАН, 1983. Вып. 62. С. 75–92.

*Поступила в редакцию 15/XII 1995 г.,
в окончательном варианте — 20/XII 1996 г.*
