

Структура потенциала во фронте УВ, а также распределение электронной и ионной температур представлены на рис. 2. Скачок потенциала до ψ_2 образуется в области релаксации потока отраженных ионов. Скачок от ψ_1 до ψ представляет собой бесстолкновительную УВ. Распределение электронной температуры имеет максимум в области ионно-звукового скачка, поскольку диссипация потока отраженных ионов происходит перед ним. Затем температура электронов плавно спадает, а температура ионов плавно растет до значения температуры за фронтом УВ, следующего из общих соотношений на ударном разрыве (1).

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
2. Великович А. Л., Либерман М. А. Физика ударных волн в газах и плазме.— М.: Наука, 1987.
3. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Гидродинамика.— М.: Наука, 1986.
4. Сивухин Д. В. Кулоновские столкновения в полностью ионизованной плазме // Вопросы теории плазмы/Под ред. М. А. Леонтовича.— М.: Атомиздат, 1964.— Вып. 4.
5. Сагдеев Р. З. Коллективные процессы и ударные волны в разреженной плазме // Там же.
6. Алиханов С. Г., Белан В. Г. и др. Исследования ударных ионных волн в бесстолкновительной плазме // ЖЭТФ.— 1971.— Т. 60, вып. 3.
7. Бардаков В. М., Морозов А. Г., Шухман И. Г. О структуре ламинарных ударных волн в бесстолкновительной плазме // Физика плазмы.— 1975.— Т. 1, № 6.

г. Иркутск

Поступила 21/VII 1988 г.,

в окончательном варианте — 8/XII 1988 г.

УДК 532.593+532.529+541.126

Ф. Н. Замаев, В. К. Кедринский, Ч. Мейдер

ВОЛНЫ В ХИМИЧЕСКИ АКТИВНОЙ ПУЗЫРЬКОВОЙ СРЕДЕ

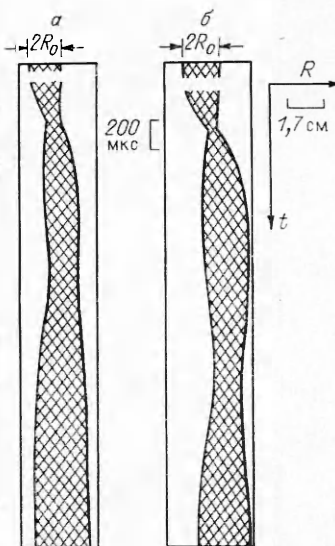
Рассматриваются численные модели волновых процессов в жидкости, содержащей пузырьки химически активной газовой смеси. К настоящему времени в этой области выполнен ряд экспериментальных и численных исследований: от анализа динамики одиночных пузырьков до двухфазных систем. Один из первых экспериментальных результатов получен Р. И. Солоухиным и В. К. Кедринским в 1960 г. при анализе поведения стехиометрических смесей ацетилен — кислорода и водорода — кислорода в крупных, около 1 см диаметром, пузырьках из тонкой резины, сжимаемых ударной волной (УВ). Температура, рассчитанная в момент воспламенения по мгновенному значению радиуса пузырька в предположении адиабатичности его схлопывания, сравнивалась с температурой воспламенения смеси. Факт взрыва смеси зарегистрировался по излому непрерывной развертки $R(t)$ (рис. 1, б) в отличие от случая неактивной смеси (рис. 1, а), по свечению продуктов взрыва (аналогичный метод был использован в [1]) и состоянию пузырька после взрыва. На рис. 1 светлая полоса поперек развертки — результат засветки при электровзрыве проволоочки, генерирующей УВ.

В [2] обращено внимание на возможность воспламенения в УВ короткой цепочки пузырьков, расположенной вертикально. Детальные экспериментальные исследования по структуре УВ в химически активных пузырьковых средах выполнены А. И. Сычевым и А. В. Пиннаевым в 1983—87 гг. [3—5]. Ими обнаружено, что в таких средах могут существовать стационарные уединенные волны типа волнового пакета, названные волнами пузырьковой детонации. Оказалось, что для их формирования амплитуда исходной волны должна достигать некоторого критического значения r_k , которое существенно зависит от вязкости несущей фазы. Превышение r_k не влияет на скорость волны пузырьковой детонации, но сокращает время выхода системы на установившийся режим. Показано, что скорость распространения такой уединенной волны D заметно превышает скорость падающей v , которая, однако, возрастает, если увеличивать гидростатическое давление в среде. В последнем случае эта волна может догнать и перегнать детонационную [5]: возникает эффект, аналогичный пересжатой детонации.

В [4] экспериментально обнаружены нижний ($K \leq 0,5\%$) и верхний ($K \geq 8\%$) пределы по объемной концентрации пузырьков в жидкости K , когда пузырьковая детонация неустойчива или исчезает. Причем скорость ее распространения уве-

личивается по мере уменьшения K . Отмечено, что амплитуды волн в пакете могут принимать значения 15—40 МПа. Авторы [4] указывают, что, например, в экспериментах с системой $\text{H}_2\text{O} - \text{C}_2\text{H}_2 + 2,5\text{O}_2$ при диаметре пузырьков $\varnothing = 3-4$ мм и концентрации $K \approx 6\%$ длина зоны с воспламенившимися пузырьками 6—7 см, время свечения каждого из них 2—3 мкс, длительность уединенной волны 100—200 мкс, а ее скорость (~ 400 м/с) несколько увеличивается по мере распространения волны. Предполагается, что это ускорение связано с градиентом средней плотности среды из-за гидростатики.

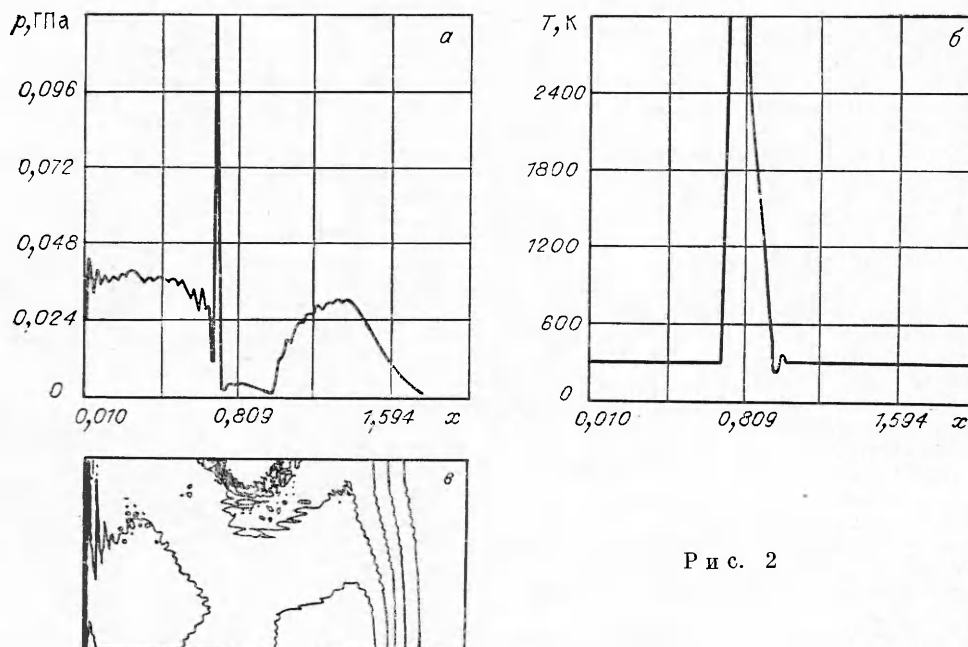
Приведенные характеристики процесса определяют его основные особенности и служат контрольными данными для проверки численных моделей. Такие модели рассмотрены в [6, 7]. В [6] основное внимание уделялось стационарным режимам, исследования которых привели авторов к выводам о том, что скорость волны пузырьковой детонации слабо зависит от концентрации, а максимальные значения ее амплитуд $p_{\max} \approx 80 p_0$. Как видно, эти результаты существенно отличаются от экспериментальных [3—5]. В [7] анализируются два подхода к проблеме: взаимодействие падающей УВ с одиночным пузырьком и двухфазная модель процесса. Основные особенности этих исследований и их развитие рассмотрены ниже.



Р и с. 1

Взаимодействие с одиночным пузырьком — «элементарный» акт сложного процесса трансформации волны в пузырьковой среде. Однако его детальный анализ привел к обнаружению возможно нового механизма возбуждения пузырьковой детонации. Неожиданный эффект возник при расчете взаимодействия сильной (50 МПа) плоской УВ со сферическим пузырьком радиусом 2 мм, наполненным 50%-ной смесью ацетилена с кислородом. Интенсивность преломленной в пузырек УВ оказалась достаточной, чтобы инициировать детонацию в газовой смеси. Реакция возникла вблизи его стенки со стороны подхода УВ задолго до момента схлопывания пузырька (рис. 2). На рис. 2, *в* показаны профили изобар для момента времени 10,5 мкс, волна распространяется слева направо, в верхней части видна полусфера пузырька. В расчете использовалось уравнение состояния НОМ для воды и продуктов детонации. В законе Аррениуса для скорости реакции энергия активации 209 КДж/моль, $z = 6,15 \times 10^{27}$ [8]. Результаты расчета наглядно демонстрируют описанный эффект: резкие скачки давления (*а*) и температуры (*б*) по сечению пузырька.

Следующим шагом в развитии этого направления можно рассматривать экспериментальные результаты из [2]. В ней падающая УВ с амплитудой $\sim 0,7$ МПа взаимодействует с цепочкой пузырьков $\varnothing \approx 1$ см, расположенных на расстоянии порядка 5 см друг от друга в направлении распространения волны. Показано, что пузырьки способны последовательно взрываться, генерируя волну с осциллирующим профилем, скорость которой немного превышает 500 м/с. Приведен расчет динамики одиночного пузырька с водородо-кислородной смесью и добавкой 70% Ar с учетом кинетики, описываемой одиннадцатью элементарными реакциями. Сравнение с экспериментом показало, что расчетная степень сжатия существенно меньше. Авторы [2] попытались оценить скорость распространения волны детонации, предположив, что падающая УВ полностью поглощается первым пузырьком. Взрыв смеси в нем генерирует новую волну в жидкости, которая взаимодействует со следующим пузырьком, и т. д. Таким образом, скорость волны в двухфазной цепочке определяется временем генерации каждой последующей волны, т. е. временем схлопывания пузырька, соответствующим моменту взрыва смеси, и временем, за которое излученная волна пробегает расстояние между соседними пузырьками со скоростью звука в жидком компоненте. Такое объяснение отвечает механизму формирования волн в инертной пузырьковой системе, изложенному в [9].



Р и с. 2

Второй подход основан на упрощенной математической модели двухфазной пузырьковой среды, предложенной в [10]. В общем случае она имеет вид

$$(1) \quad \Delta \zeta = \zeta, \quad k_{tt} = -\alpha^2 k^{1/3} \zeta / \rho_0 K_0 + k_t^2 / 6k,$$

где $\alpha^2 = 3K_0/R_0^2$; $\zeta = p - \delta k^{-\gamma}$; $k = (R/R_0)^3$; K_0 и R_0 — начальные объемная концентрация и радиус пузырьков; считается, что газовая смесь в пузырьках ведет себя адиабатически с показателем адиабаты γ ; среднее давление смеси p обезразмерено относительно p_0 . Для химически активной среды при решении системы (1) принимаются специальные условия. Если при сжатии пузырька УВ температура достигает значения температуры воспламенения, происходит мгновенный взрыв смеси: давление в ней и показатель адиабаты меняются скачком с учетом, естественно, мгновенного значения плотности газа ρ_* в момент воспламенения. Например, в случае стехиометрии ацетилено-кислородной смеси γ_* продуктов детонации принимается 1,15 (начальное значение 1,33), а давление и коэффициент δ в выражении для ζ рассчитываются по известной формуле $p_* = \rho_* (\gamma_* - 1) Q$ (Q — теплота взрыва). Это означает, что для $Q = 2 \cdot 10^6$ Дж/кг при $y_* = R_*/R_0 \simeq 0,3$ ($T_* = 950$ К) $\delta = 6,47 y_*^{-3\gamma}$ (здесь $\gamma = 1,33$), т. е. давление внутри пузырька в продуктах мгновенной детонации при постоянном объеме порядка 80 МПа (расчет по преломленной волне дает 120 МПа, рис. 2, а).

Задача формулируется следующим образом. На границе полубесконечной пузырьковой среды задается давление $p_{гр}(t)$. На бесконечности решение должно быть ограничено. Начальные условия: при $t = 0$ $R = R_0$, $k = 1$, $k_t = 0$. Особенность системы (1) в том, что пространственная координата x (обезразмеревается множителем $\alpha k^{1/6}$) играет роль параметра. Расчет показал, что с ростом этого параметра увеличиваются и время τ_0 , необходимое для достижения температуры воспламенения смеси, и максимум среднего давления p_{max} в среде. Так, при $x = 1, 2, 3$ и 4 см $\tau_0 = 87, 220, 553$ и 1386 мкс, а $p_{max} = 29,5; 37,8; 40,4$ и $42,5$ МПа соответственно. Действительно, в силу предположения о несжимаемости жидкой компоненты любая точка среды мгновенно откликается на приложенное на границе возмущение. Задание x означает задание толщины слоя $x_0 = x$, пузырьки в котором схлопываются синхронно. Следовательно, происходит инициирование слоя в целом. При этом линей-

ному росту объема слоя соответствует существенно нелинейное увеличение вкладываемой энергии: τ_0 растет в геометрической прогрессии с коэффициентом примерно 2,5 при изменении x на 1 см. Результаты получены для $p_{гр} = 3 \text{ МПа} = \text{const}$, $K_0 = 0,05$, $R_0 = 0,2 \text{ см}$.

Заметим, что при несжимаемом жидком компоненте приведенная постановка не позволяет описать влияние взрыва какого-то слоя среды на ее последующие участки (отсутствует важный элемент процесса — бегущее возмущение). Не изменяя модели (1), дополним ее специальным условием, которое можно определить как своеобразную «накачку». Предполагается, что каждый раз давление в очередном взорвавшемся пузырьковом слое становится новым граничным условием для остальной полубесконечной среды. А в прореагировавшей, теперь уже химически неактивной среде пузырьки продолжают пульсировать под действием первоначально заданного давления на границе. Такой довольно искусственный подход дал положительные результаты.

Типичная картина формирования волнового поля приведена на рис. 3 (для $K_0 = 0,05$ и $p_{гр}$ в виде треугольника с амплитудой в 2 МПа и длительностью 40 мкс). Представлена последовательность распределения давления в пузырьковой среде $p_{\text{max}} = 0,77$ (1), 0,81 (2), 1,96 (3), 20,3 МПа (4) для моментов времени (сверху вниз) 136, 256, 348, 400 мкс соответственно. Масштаб по горизонтали $X_0 = 0,6 \text{ см}$, по вертикали $Y_0 = 2,5 \text{ МПа}$ (5 МПа для 4). Последний кадр фиксирует момент образования детонационной волны, скорость которой достигает 300 м/с и выходит на стационарный режим. До этого волна распространялась фактически с равновесной скоростью звука 40—50 м/с.

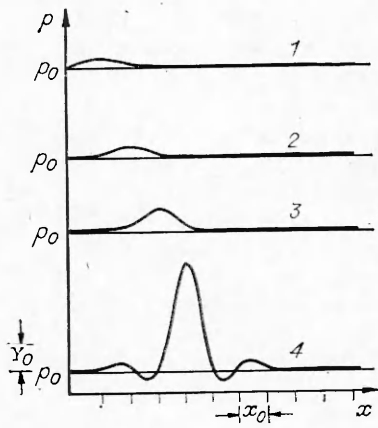
Расчеты, выполненные в широком диапазоне значений K_0 , показали, что, как и в эксперименте, скорость волны пузырьковой детонации существенно возрастает при уменьшении концентрации: при $K_0 = 0,15$ $D = 125 \text{ м/с}$, при $K_0 = 0,01$ $D = 750 \text{ м/с}$. С ростом $p_{гр}$ выше p_n τ_0 уменьшается. В рамках принятой постановки в расчетах пороговое значение K_0 не найдено. Осциллограмма давления $p(t)$, рассчитанная в фиксированной точке среды, имеет характерную пакетную структуру (рис. 4, а), максимум амплитуды в которой соответствует взрыву пузырькового слоя с той же координатой. Ряд своеобразных предвестников с возрастающей амплитудой представляют собой трансформированные в процессе распространения по среде УВ от взрывов предыдущих пузырьковых слоев. Качественно профиль $p(t)$ отвечает экспериментальным данным (рис. 4, б из [3]), что, возможно, указывает на проявление гетерогенности физической системы, используемой в эксперименте. Амплитуды и длительности близки по порядку величины.

Чтобы полностью оценить возможность двухфазной модели, необходимо учесть по крайней мере два условия: кинетику химической реакции в газовой смеси при пульсации пузырька и сжимаемость жидкого компонента среды, т. е. возможность переноса выделяющейся при взрыве энергии. Эта энергия может компенсировать потери в падающей волне, которая затухает по мере распространения в соответствии с известным механизмом трансформации [9, 10], и обеспечить существование самоподдерживающегося режима.

Заметим также, что в экспериментах [3, 4] рассмотрены более сложные структуры среды, когда несущей фазой является горючее, а пузырьки содержат кислород. Здесь, естественно, чрезвычайно важны эффекты тепломассообмена, при которых в процессе пульсации в пузырьках формируется взрывчатая газовая смесь. После завершения этого акта оба варианта среды в принципе идентичны с точки зрения механизма генерации волны детонации.

Динамика одиночной полости с химически активной смесью рассматривалась в рамках постановки задачи об «адиабатическом» тепловом взрыве. Уравнение пульсации в безразмерной форме имеет вид

$$(2) \quad \beta d^2\beta/d\tau^2 + (3/2)(d\beta/d\tau)^2 = \bar{T}/\beta^3 - (d\beta/d\tau)/\beta \text{Re} - \bar{p},$$



Р и с. 3

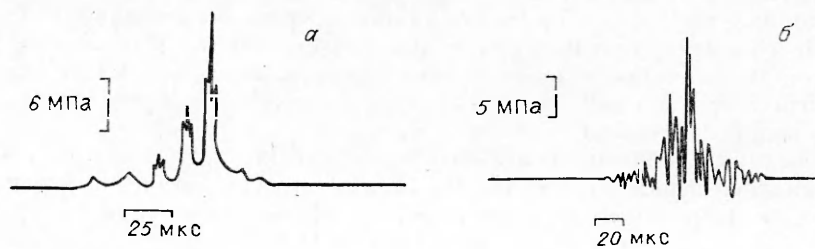
кулярной реакции

$$(4) \quad d\bar{N}/d\tau = \xi \bar{p}^2 \sqrt{\bar{T}} e^{-\alpha/\bar{T}} (1 - \bar{N})^2,$$

где $\xi = Az\sqrt{\bar{T}_0}R_0/V_0\sqrt{p_0/\rho_0}$, $\alpha = E_a/BT_0$ — энергия активации E_a , отнесенная к начальной температуре T_0 и универсальной газовой постоянной B ; z — константа, связанная с радиусами молекул r_1, r_2 и их массами m_1, m_2 соотношением (N_0 — число Авогадро) $z = N_0(r_1 + r_2)^2 \times [(8\pi B/N_0)(1/m_1 + 1/m_2)]^{1/2}$. Расчет показал, что существуют минимальные значения амплитуд $p_{\min} = \text{const}$, при которых химическая реакция смеси в пузырьке принимает взрывной характер. Причем для всех исследованных значений R_0 в диапазоне 0,001—1 см момент взрыва не совпадал с моментом достижения $\bar{\beta} = \beta_{\min}$, а приходился на начальную стадию фазы расширения пузырька ($\beta > 0$).

Типичные результаты поведения $\beta(\tau) - 1$, $\dot{\beta}(\tau) - 2$, $\bar{p}_T(\tau) - 3$, $\bar{p}_{\text{ад}}(\tau) - 4$ приведены на рис. 5, где специально выделена динамика давления в смеси по чистой «адиабате» ($\bar{p}_{\text{ад}}$), без кинетики. Заметим, что вплоть до взрыва \bar{p}_T практически следует за $\bar{p}_{\text{ад}}$, т. е. прирост температуры за счет реакции невелик. Несложно видеть, что функции $\beta(\tau)$ и $\dot{\beta}(\tau)$ имеют изломы, характерные для взрывной нагрузки (см. рис. 1). В окрестности точки взрыва адиабатическая составляющая, очевидно, уже роли не играет. Тогда вторым слагаемым в правой части уравнения (3) можно пренебречь, откуда $\bar{T} \simeq \eta\bar{N}$, и, значит, окончание реакции ($\bar{N} \rightarrow 1$) отвечает максимальной температурой $\bar{T}_{\text{max}} = \eta$ (или $T = Q/c_m$). Безразмерный параметр η для рассматриваемой реакции имеет величину ~ 70 .

Оказалось, что с увеличением начального радиуса пузырька R_0 p_{\min} уменьшается, а период индукции (время от момента схлопывания τ_* до момента взрыва τ_0) растет. Соответствующую оценку можно получить на интервале $\Delta\tau = \tau_0 - \tau_*$, используя уравнение (4) и полагая, что в об-



Р и с. 4

где $\beta = R/R_0$ — безразмерный радиус; $\tau = t\sqrt{p_0/\rho_0}/R_0$; $\text{Re} = R_0\sqrt{p_0\rho_0}/4\mu$; $\bar{T} = T/T_0$ — температура; $\bar{p} = p_\infty/p_0$ — давление на бесконечности. Температура газа внутри пузырька определялась на основании уравнения [11]

$$(3) \quad d\bar{T}/d\tau = \eta d\bar{N}/d\tau - 3(\gamma - 1)\bar{T}(d\beta/d\tau)/\beta.$$

Здесь $\eta = Q/(c_m T_0)$ — теплота реакции Q , отнесенная к начальной температуре смеси T_0 и молярной теплоемкости газа c_m ; $\bar{N} = N/A$ — отношение концентрации продуктов детонации в пузырьке N к начальной концентрации A исходного вещества в нем. Эта система замыкается уравнением кинетики для бимолекулярной реакции

ласти начала скачка \bar{N} можно пренебречь по сравнению с 1, а $\bar{\rho}$ на этом интервале не меняется. Тогда при замене \bar{N} на \bar{T}

$$d\bar{T}/d\tau \simeq \eta \zeta \beta_{\min}^{-3} \sqrt{\bar{T}} e^{-\alpha/\bar{T}},$$

или, после преобразований,

$$(5) \quad \tau_0 - \tau_* \simeq (2\beta_{\min}^3/\eta\zeta) \int_{\sqrt{\bar{T}_*}}^{\sqrt{\bar{T}_0}} e^{\alpha/y^2} dy.$$

Верхний предел — константа, характеризующая реакцию, нижний определяется давлением на бесконечности, $\zeta \sim R_0$. Оценка времени индукции, выполненная в частном случае для $R_0 = 10^{-3}$ м и $\bar{\rho}_{\min} = 4,1$ (нижний порог существования взрывной реакции), когда $\beta_{\min} \simeq 0,5$, а $\bar{T}_* \simeq \simeq 2,64$, дает $\Delta\tau \simeq 1,8 \cdot 10^{-2}$, что вполне отвечает рис. 5. Расчет проведен при параметрах: $\alpha \simeq 51,5$, $\eta \simeq 70$, $\zeta \simeq 2,72 \cdot 10^9 R_0$. Превышение $\bar{\rho}_{\min}$ довольно быстро уменьшает $\Delta\tau$.

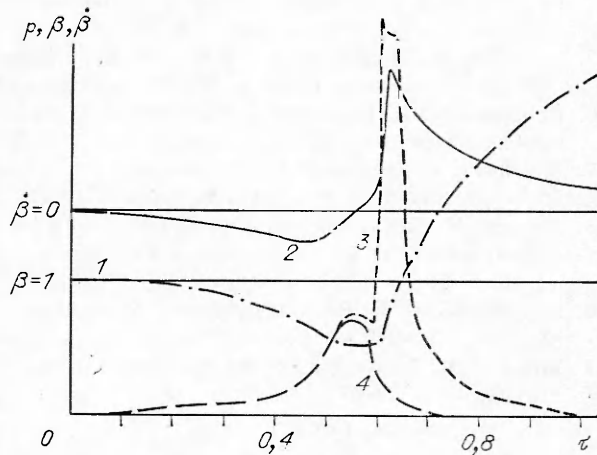
Процесс распространения волны в пузырьковой среде с описанной выше кинетикой численно исследован в точной постановке в лагранжевых массовых переменных в рамках системы

$$(6) \quad \begin{aligned} \rho_t &= -\rho^2 u_s, \quad u_t = -p_s, \\ \rho_0 R S_t + (3/2)\rho_0 S^2 &= p_r - 2\sigma/R - 4\mu S/R - p, \\ T_t &= QN_t/c_m A + 3(\gamma - 1)q/c\rho_r R - 3(\gamma - 1)TS/R, \\ N_t &= 3z \sqrt{\bar{T}} e^{-E_a/BT} (A - N)^2/4\pi R^3, \\ R_t &= S, \quad p_r = \rho_{0r} (R_0/R)^3 T(B/M), \\ p &= p_0 + (\rho_0 c_0^2/n)((\rho/\rho_0(1 - K))^n - 1), \quad q = 2\pi R \lambda \text{Nu}(T_0 - T), \\ \text{Nu} &= \begin{cases} \sqrt{\text{Pe}}, & \text{если } \text{Pe} > 100, \\ 10,0, & \text{если } \text{Pe} < 100, \end{cases} \quad \text{Pe} = 12(\gamma - 1)T_0 R |S|/|\nu| |T_0 - T|. \end{aligned}$$

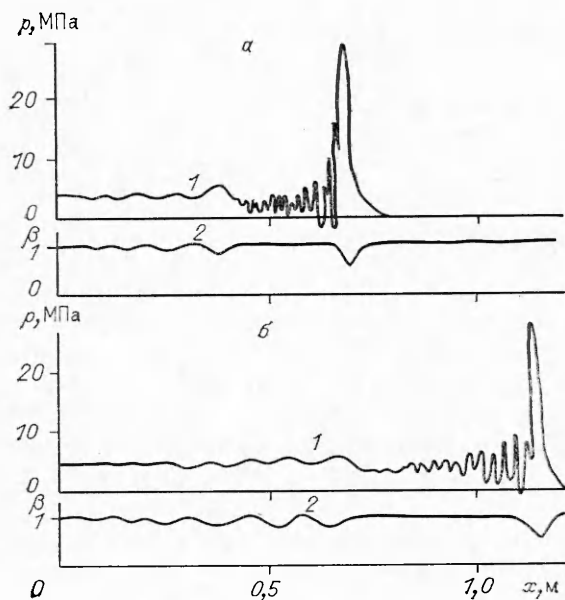
Здесь λ , ν — коэффициенты теплопроводности жидкости и температуропроводности газа; Pe — число Пекле; c_0 — скорость звука в жидкости; s — массовая лагранжева координата; M — молекулярный вес в углеродных единицах; $K = \frac{K_0 \rho (R/R_0)^3}{\rho_0 (1 - K_0)}$ — текущее значение объемной концентрации; c — теплоемкость газа; ρ — плотность смеси; ρ_0 — плотность жидкости.

Результат расчета для водородо-кислородной смеси при скорости поршня 3 м/с, инициирующей падающую волну, для объемной концентрации $K_0 = 0,005$ и $R_0 = 0,2$ см приведен на рис. 6 для моментов времени 500 мкс (а) и 1000 мкс (б) (кривые 1 — $p(x)$, 2 — $R/R_0 = \beta(x)$). Амплитуда «детонационного лидера» около 30 МПа, скорость основной волны падает с 800 до 700 м/с. Фронт ее можно определить по структуре распределения $\beta(x)$.

Скорость и амплитуда детонационной волны



Р и с. 5



Р и с. 6

Оценка с искусственно усиленным теплоотводом подтвердила это предположение: при остывании газа до начальной температуры давление в среде возвращается к начальному при неизменных параметрах детонационного лидера.

Сравнение выполненных расчетов с экспериментальными данными подтверждает возможность использования неравновесной двухфазной модели пузырьковой среды для описания основных параметров и тонкой структуры реальных волновых полей в процессах с химическими превращениями.

ЛИТЕРАТУРА

1. Кедринский В. К., Пиголкин Г. М. Об устойчивости схлопывающейся газовой полости во вращающейся жидкости // ПМТФ.— 1964.— № 3.
2. Hasegawa T., Fujiwara T. Detonation in oxi-hydrogen bubbled liquids // 19th Intern. symp. on combustion, Haifa, Pittsburg, USA, 1982.
3. Пинаев А. В., Сычев А. И. Обнаружение и исследование самоподдерживающегося режима детонации в системах жидкое горючее — пузырьки окислителя // ДАН СССР.— 1986.— Т. 290, № 3.
4. 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 // ФГВ.— 1987.— Т. 23, № 6.
5. Сычев А. И., Пинаев А. В. Самоподдерживающаяся детонация в жидкостях с пузырьками взрывчатого газа // ПМТФ.— 1986.— № 1.
6. Шагапов В. Ш., Вахитова Н. К. Волны в пузырьковой жидкости при наличии химических реакций в газовой среде // Тр. XI th ISNA, Новосибирск, 1987.— Ч. 2.
7. Kedrinskii V. K., Mader Ch. L. Accidental detonation in bubble liquids // 16th Intern. symp. on shock tubes and waves, Aachen, 1987.— Weinheim, 1987.
8. Мейдер Ч. Численное моделирование детонации.— М.: Наука, 1985.
9. Кедринский В. К. Ударные волны в жидкости с пузырьками газа // ФГВ.— 1980.— Т. 16, № 5.
10. Кедринский В. К. Распространение возмущений в жидкости, содержащей пузырьки газа // ПМТФ.— 1968.— № 4.
11. Тодес О. М. «Адиабатический» тепловой взрыв // Теория горения и взрыва.— М.: Наука, 1981.

г. Новосибирск, СССР,
г. Гонолулу, США

Поступила 11/1 1989 г.