

Неоднородность структуры фронта волны газификации, а также характер пульсаций этой волны в сверхсверхплотных взрывчатых смесях тесно связаны с критическими размерами зарядов, условиями их инициирования и устойчивого распространения детонации. Экспериментально установлено, что критический диаметр при помещении заряда в достаточно прочную оболочку может быть доведен практически до размеров гранулы пенополистирола. Надежное инициирование достигается в шнурах от 15—20 г аммонита 6ЖВ, в скважинах диаметром 110—150 мм — от 200—500 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bolhovitinov L. G., Khvostov Ju. B. // Natur.— 1976.— 274, N 5674.— P. 882—883.
2. Хвостов Ю. В., Болховитинов Л. Г. // Взрывное дело, № 90/47.— М.: Недра, 1991.— С. 196—207.
3. Нифадьев В. П., Калинина П. М. Проблемы открытой разработки глубоких карьеров // Тр. Междунар. симп. «Мирный-91», 25—27 июля 1991 г., Удачный, НИИ Мастер, 1991.— С. 257—263.
4. Нифадьев В. П., Калинина П. М. О результатах исследования газификации пенополистирола при ударно-волновом нагружении // ФГВ.— 1992.— 28, № 6.
5. Austing J. L., Tulis A. J., Johnson C. D. Fifth symp. on Detonation, Aug. 18—21, 1970, Pasadena.— P. 47—57.
6. Даниленко В. А., Афанасенков А. П. // Докл. АН СССР.— 1981.— 256, № 6.— С. 1409—1411.

г. Бишкек

Поступила в редакцию 13/III 1991,
после доработки — 17/II 1992

УДК 534.222.2 + 532.529 + 536.468

В. Ш. Шагапов, Д. В. Абдрашитов

СТРУКТУРА ВОЛН ДЕТОНАЦИИ В ПУЗЫРЬКОВОЙ ЖИДКОСТИ

Рассматриваются уединенные детонационные волны в системах жидкость — пузырьки газа при наличии энерговыделения в газовой фазе. Исследование проведено в рамках двухскоростной модели динамики пузырьковых сред. Учет относительного движения фаз связан с существенным влиянием его на процесс межфазного теплообмена. Установлено, что условие Чепмена — Жуке, по-видимому, в общем случае не может быть автоматически перенесено на случай пузырьковой детонации. Немонотонная зависимость скорости волны детонации от объемного содержания пузырьков связана с проявлением сжимаемости несущей фазы и относительным движением фаз.

Результаты экспериментальных исследований волн детонации в пузырьковых средах описаны в работах [1—5], а теоретических — в [6—13]. Качественное исследование ударных волн (УВ) в пузырьковой жидкости при наличии химических реакций в газовой фазе проведено в [10, 13]. На основе модели динамики пузырьковых систем, учитывающей радиальную инерцию пузырьков, теплообмен и тепловыделение, показано расщепление УВ на уединенную детонационную волну (УДВ) и УВ, характерную для пузырьковых систем при отсутствии энерговыделения. Однако теплообмен, задаваемый в предположении, что он лимитируется тепловым сопротивлением газовой фазы (без учета относительного движения фаз), не может компенсировать тепловыделение в УДВ.

В связи с этим в настоящей работе проводится изучение УДВ в рамках модели динамики пузырьковых сред с учетом относительного движения фаз, приводящего к существенной интенсификации теплообмена.

© В. Ш. Шагапов, Д. В. Абдрашитов, 1992.

Основные уравнения. Законы сохранения масс, числа пузырьков и импульсов с учетом двухскоростных эффектов запишем в виде [14]

$$\frac{d\rho_i^0 \alpha_i v_i}{dx} = 0, \quad \frac{dv_2}{dx} = 0, \quad \rho_1^0 \alpha_1 v_1 \frac{dv_1}{dx} = - \frac{dp_1}{dx}, \quad (1)$$

$$i = 1, 2,$$

$$3v_1 \frac{dv_1}{dx} - v_2 \frac{dv_2}{dx} + \frac{3}{a} w v_{12} + \frac{3f}{2\pi a^3 \rho_1^0} = 0,$$

$$v_{12} = v_1 - v_2, \quad \alpha_1 + \alpha_2 = 1, \quad \alpha_2 = \frac{4}{3} \pi a^3 n.$$

Здесь ρ_i^0 , α_i , v_i , p_i , n , a — соответственно плотность, объемное содержание и скорость i -й фазы, давление несущей жидкости, число и радиус пузырьков; w — радиальная скорость пузырьков; f — сила вязкого трения, которую примем в виде

$$f = C_D \pi a^2 v_{12} |v_{12}|/2.$$

Значения коэффициента сопротивления C_D , приведенные в [14], аппроксимируем следующим образом:

$$C_D = 48/\text{Re}_{12}, \quad 0 \leq \text{Re}_{12} < 180,$$

$$C_D = \text{Re}_{12}^{4/3}/10^{3,6}, \quad \text{Re}_{12} \geq 180, \quad (2)$$

$$\text{Re}_{12} = 2a |v_{12}|/v_1,$$

где v_1 — кинематическая вязкость несущей фазы; Re_{12} — число Рейнольдса.

Для описания радиального движения пузырьков запишем уравнение Рэлея — Ламба с учетом относительного движения фаз

$$av_2 \frac{dw}{dx} + \frac{3}{2} w^2 - \frac{v_{12}^2}{4} - \frac{4v_1 w}{a} = \frac{p_2 - p_1}{\rho_1^0} v_2 \frac{da}{dx} = w. \quad (3)$$

Кроме того, запишем уравнение для давления внутри пузырьков

$$v_2 \frac{dp_2}{dx} = -3 \frac{\gamma p_2 w}{a} + 3 \frac{\gamma - 1}{a} q, \quad (4)$$

где γ — показатель адиабаты; q — интенсивность межфазного теплообмена.

Изменение температуры жидкости, обусловленное выделением тепла в пузырьках вследствие теплового эффекта химической реакции, оценивается выражением

$$\Delta T = \rho_{20}^0 \alpha_{20} h / \rho_{10}^0 \alpha_{10} c_1$$

(h — тепловой эффект химической реакции, c_1 — теплоемкость жидкости). Оно в рассматриваемых процессах обычно значительно меньше межфазных перепадов температур в волне и начальной температуры ($\Delta T \ll T_0$). Поэтому несущую фазу будем рассматривать как термостат ($T_1 = T_0 = \text{const}$). Интенсивность межфазного теплообмена, учитывающую скольжение фаз, примем в виде [14]

$$q = \lambda_1 \text{Nu} (T_2 - T_0) / 2a, \quad (5)$$

для числа Нуссельта Nu используем выражение $\text{Nu} = 0,65 \times \sqrt{\text{Re}_{12}}$, $\text{Re}_{12} = 2a |v_{12}|/\nu_1$ — число Пекле, $\nu_1 = \lambda_1 / \rho_1^0 c_1$, λ_1 — коэффициент теплопроводности.

Будем учитывать тепловыделение в пузырьках в рамках схемы мгновенного воспламенения [13], согласно которой температура в пузырьках скачком изменяется на величину $[T_f]$ при достижении точки воспламенения T_f .

Уравнение состояния для несущей фазы примем в акустическом приближении, а для газа запишем уравнение Клайперона — Менделеева

$$p_1 = p_0 + C_1^2(\rho_1^0 - \rho_{10}^0), \quad p_2 = \rho_2^0 RT_2, \quad (6)$$

где нижний индекс 0 относится к исходному, невозмущенному состоянию; R — универсальная газовая постоянная; C_1 — скорость звука в жидкости.

О теплообмене по односкоростной модели. Оценки, полученные на основе точного аналитического решения вида уединенной волны (в частности, приведенного в [14]), а также численные расходы по односкоростной модели применительно к данным [1—3] показывают, что интенсивность межфазного теплообмена в УДВ, лимитируемая тепловым сопротивлением газовой фазы, недостаточна для компенсации реального тепловыделения в газовой фазе (величина компенсированного по такой схеме тепла более чем на два порядка ниже величины теплового эффекта реакции в пузырьках). Кроме того, анализ показывает, что в УДВ перемещение пузырьков относительно жидкой фазы превышает величину их радиуса, и, следовательно, в волне происходит полное обновление межфазной поверхности. Поэтому межфазное скольжение должно привести к интенсификации теплоотвода от горячих пузырьков. Отметим также, что эффекты относительного движения фаз, кроме отмеченного, будут способствовать усилению межфазного теплообмена из-за дробления пузырьков и за счет срыва микрокапелек с межфазной поверхности.

Об условии Чепмена — Жуге. Как показано в [13] и настоящей работе, в пузырьковых системах при наличии тепловыделения в газовой фазе и теплоотдачи от пузырьков в несущую жидкость возможно существование стационарной уединенной детонационной волны. Определяют ее возникновение эффекты радиальной инерции пузырьков, влияющие, в частности, на характерную толщину УДВ. При этом скорость УДВ есть собственное значение задачи, не зависящее от условия возникновения волны (такой режим распространения УДВ в пузырьковой жидкости, когда волна является стационарной, назовем кинетическим).

Как показывают расчеты, проведенные на модели динамики пузырьковых сред, учитывающей радиальную инерцию, тепловыделение в пузырьках и межфазный теплообмен, скорость стационарной УДВ в зависимости от интенсивности межфазного теплообмена может быть больше или меньше скорости, определяемой на основе условия Чепмена — Жуге для заданной величины тепловыделения. В связи с этим пузырьковая детонация не может быть полностью проинтерпретирована с позиций классической теории газовой детонации. (Так же как уединенные волны в пузырьковых средах при отсутствии энерговыведения не могут быть описаны уравнениями газовой динамики.)

По-видимому, условие (Жуге [8, 9, 13]), основанное на чисто гидродинамических принципах, можно использовать для определения характеристик УДВ лишь в некоторых предельных ситуациях, в частности, когда в зоне релаксации эффектов радиальной инерции можно пренебречь теплообменом между пузырьками и несущей фазой. Анализ и оценки применительно к [1—3] показывают, что из-за сильной интенсификации межфазного теплообмена за счет относительного движения пузырьков характерные времена температурной релаксации имеют порядок времен пульсации пузырьков. Кроме того, по-видимому, именно особенность межфазного тепло- и массообмена в зоне проявления эффектов радиальной инерции позволяет объяснить наблюдаемую в экспериментах сильную зависимость скорости УДВ от вязкости несущей фазы, а согласно уравнениям, полученным на основе условия Жуге, вязкость особой роли не играет.

Отметим, что предложенная в [8] схема определения характеристик детонационной волны (ДВ), по которой ДВ полагается стационарной, состоящей из зоны, где проявляется радиальная инерция, и зоны тепловой релаксации пузырьков, а также в значительной степени схема [9] с использованием неравновесной модели и введением эффективного тепловы-

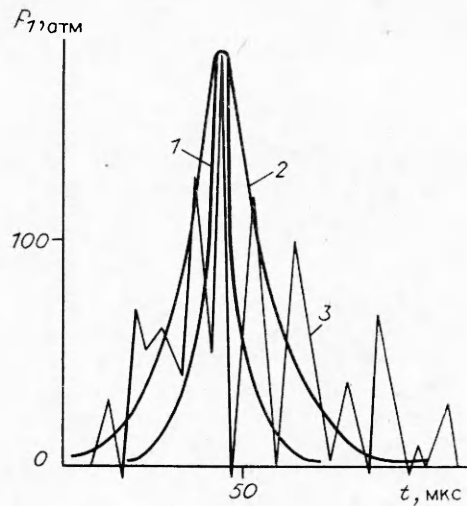


Рис. 1. Осциллограмма [2] и теоретические профили давления в детонационном солитоне в газожидкостной системе. Несущая фаза — смесь воды (50 %) и глицерина, газовая — $C_2H_2 + 2,5O_2$ ($p_0 = 0,1$ МПа, $T_0 = 300$ К, $\alpha_{20} = 10^{-2}$, $M = 8,75$).

деления по своей сути предполагают кинетический режим распространения ДВ в пузырьковой жидкости.

На рис. 1 приведены графики, соответствующие решению типа УДВ уравнений динамики пузырьковых сред в односкоростном приближении с «замороженным» теплообменом (при отсутствии тепловыделения). Линии 1, 2 — расчет при $a_0 = 10^{-3}$ и $2 \cdot 10^{-3}$ м; 3 — экспериментальная осциллограмма [2]. Видно, что расчетные и экспериментальные данные неплохо коррелируют. Причем, именно эффекты радиальной инерции пузырьков отвечают за амплитуду и ширину УДВ.

Результат расчетов и выводов. Для численной реализации системы (1) — (6) и представления результатов расчетов введены следующие безразмерные параметры:

$$P_i = p_i/p_0, V_i = v_i/C_*, W = w/C_*, D = a/a_0, M = v_0/C,$$

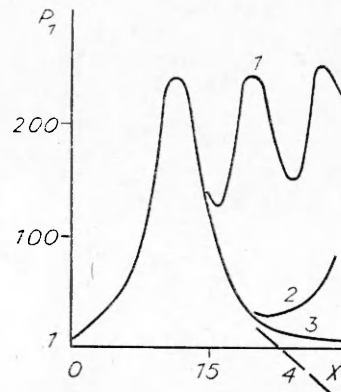
$$\Theta_2 = T_2/T_0, \Theta_p = T_f/T_0, [\Theta_f] = [T_f]/T_0, X = x/a \left(C^* = \sqrt{p_0/\rho_{10}^0}, C = \sqrt{\frac{\gamma p_0}{\rho_{10}^0 \alpha_{10} \alpha_{20}}} \right),$$

Расчеты проводились применительно к экспериментальным данным из [3] для газожидкостной системы, несущая фаза которой — смесь воды (50 %) и глицерина, а в пузырьках горючая смесь — $C_2H_2 + 2,5O_2$. Тепловыделение в газовой фазе учитывалось в рамках схемы мгновенного воспламенения. В качестве точки воспламенения принято $T_f = 900$ К ($\Theta_f = 3$). Время задержки воспламенения [3] при этой температуре составляет $t_f \approx 10^{-6}$ с.

На рис. 2 приведены результаты расчетов для распределения давления в пузырьковой системе. Жидкая фаза — смесь воды (50 %)

Рис. 2. Распределение безразмерного давления $P_1 = p_1/p_0$ по координате X ($X = x/a_0$) ($p_0 = 0,1$ МПа, $\alpha_{20} = 3 \cdot 10^{-2}$, $a_0 = 1 \cdot 10^{-3}$ м, $T_0 = 300$ К, $T_f = 900$ К, $M = 12$).

T_f , К: 1 — 0, 2 — 1350, 3 — 1440, 4 — 1500; Θ_f : 1 — 0, 2 — 4,5, 3 — 4,825, 4 — 5.



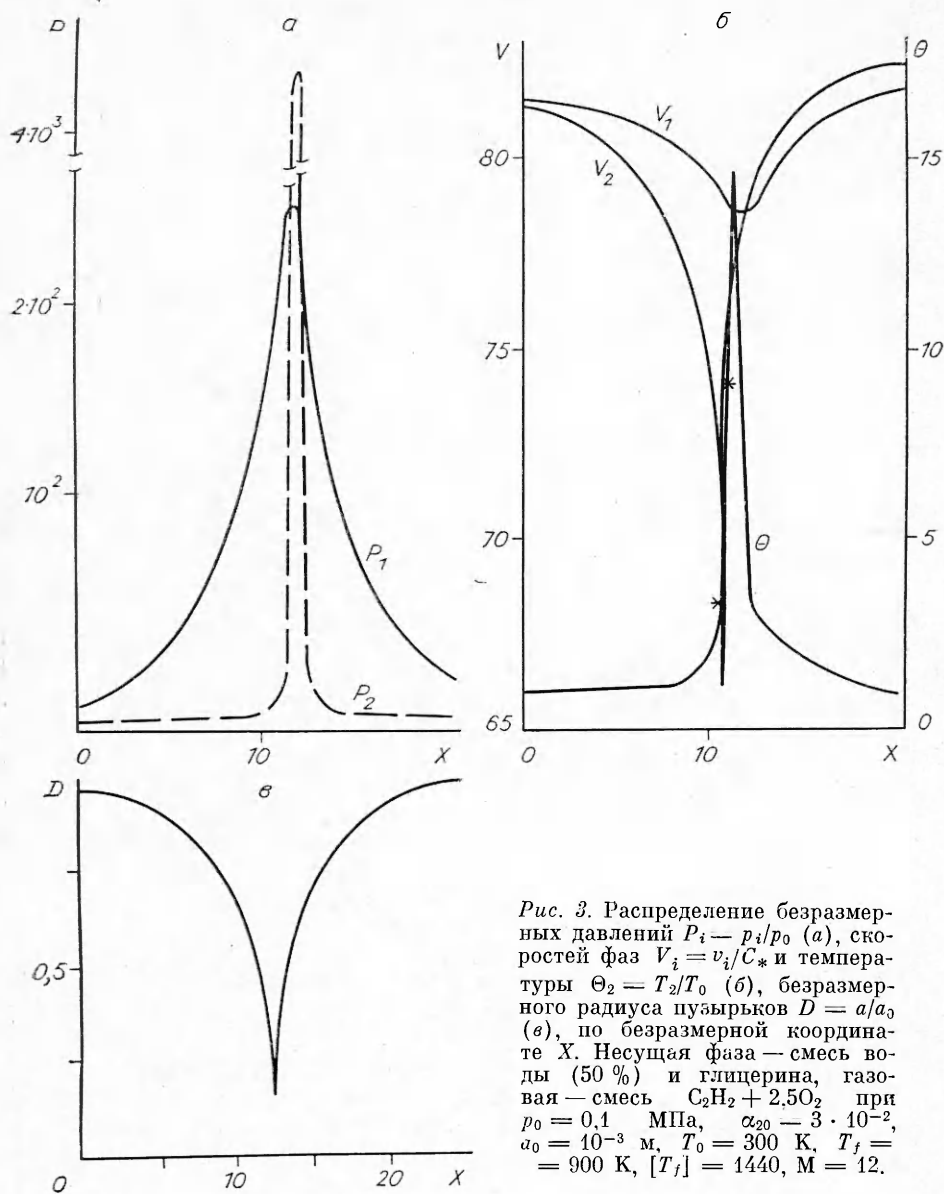


Рис. 3. Распределение безразмерных давлений $P_i = p_i/p_0$ (а), скоростей фаз $V_i = v_i/C_*$ и температуры $\Theta_2 = T_2/T_0$ (б), безразмерного радиуса пузырьков $D = a/a_0$ (в), по безразмерной координате X . Несущая фаза — смесь воды (50 %) и глицерина, газовая — смесь $C_2H_2 + 2,5O_2$ при $p_0 = 0,1$ МПа, $\alpha_{20} = 3 \cdot 10^{-2}$, $a_0 = 10^{-3}$ м, $T_0 = 300$ К, $T_f = 900$ К, $[T_f] = 1440$, $M = 12$.

и глицерина со следующими теплофизическими характеристиками: $\rho_{10}^0 = 1130$ кг/м³, $C_1 = 1700$ м/с, $\nu_1 = 6 \cdot 10^{-6}$ Па · с, $\lambda_1 = 0,42$ Дж/(м · с · К), $\kappa_1 = 1,1 \cdot 10^{-7}$ м²/с, $c_1 = 3,3 \cdot 10^3$ Дж/(кг · К). Для смеси в пузырьках: $\rho_{20}^0 = 1,3$ кг/м³, $T_0 = 300$ К, $\gamma = 1,35$, $c_{2p} = 1,14 \cdot 10^3$ Дж/(кг · К). Для безразмерной скорости УДВ принято значение $M = 12$, которое наблюдалось в экспериментах [3]. Следует отметить, что учет дополнительного давления, связанного со столбом жидкости в ударной трубе, слабо влияет на результаты вычислений, поэтому в расчетах для давления в смеси p_0 принималось приведенное выше значение.

Видно, что решение вида уединенной волны реализуется при $[\Theta_j] = [\Theta_j^*]$. При $[\Theta_j] > [\Theta_j^*]$ имеем УВ пульсационной структуры. В случае $[\Theta_j] < [\Theta_j^*]$ теплообмен при $M = 12$ не может компенсировать выделяемое в пузырьках тепло, и в расчетах происходит неограниченное уменьшение давления ($P_1 \rightarrow -\infty$, $X \rightarrow \infty$), что физически невозможно реализовать. Здесь отметим, что в рассматриваемых процессах из-за физико-химических превращений теплофизические параметры газовой фа-

зы переменные. Значение показателя адиабаты газовой фазы, например, изменяется от $\gamma = 1,35$ (для горючей смеси) до $\gamma = 1,15$, соответствующего точке Чепмена — Жуге для этой горючей смеси. Использование в расчетах $\gamma = 1,15$ после воспламенения газовой фазы приводит к некоторому снижению (в $\sim 1,5$ раза) эффективного тепловыделения $[\Theta_j]$, обеспечивающего существование стационарной уединенной волны. При этом все описываемые качественные эффекты сохраняются. Малые вариации точки воспламенения ($\Delta T_i \leq 10 \cdot T_i$) также не приводят к заметным количественным и качественным изменениям результатов расчетов.

На рис. 3 представлены распределения параметров в УДВ ($[\Theta_j^*] = 4,825$). Для рассматриваемой горючей смеси в пузырьках [3, 10] величина тепловыделения составляет $h \approx 10^6 \div 10^7 \text{ м}^2/\text{с}^2$. Следовательно, расчетное значение $[\Theta_j^*]$, при котором реализуется УДВ, меньше величины $[\Theta_j^0]$ ($[\Theta^0] \geq 10$), соответствующей полному сгоранию горючей смеси в пузырьках. Это обстоятельство, по-видимому, связано с тем, что учет теплообмена по приведенной схеме несколько занижен. На самом деле, как отмечено выше, в рассматриваемых процессах происходит интенсивное дробление пузырьков, приводящее к усилению теплообмена. Кроме того, условие теплового баланса может измениться из-за полного учета всех возможных химических превращений [5] и за счет фазовых переходов благодаря контакту на межфазной границе высокотемпературной смеси в пузырьках с несущей жидкостью, а также из-за срыва капелек с межфазной поверхности.

Проведены расчеты с учетом дробления, которое учитывалось в межфазной силе трения и в интенсивности межфазного теплообмена по следующей схеме. Полагалось, что пузырек дробится на N одинаковых фрагментов, причем сила вязкого трения и интенсивность межфазного теплообмена для каждого фрагмента определялись так же, как и для одного пузырька. Тогда сила трения и интенсивность теплообмена, приходящиеся на один раздробленный пузырек, радиус которого связан с числом и радиусом фрагментов (N и a') соотношением $\frac{4}{3}\pi a^3 = \frac{4}{3}\pi a'^3 N$, определялись выражениями $f = Nf'$, $q = Nq'$, где f' и q' — сила трения и интенсивность теплообмена на один фрагмент с радиусом a' . Для рассматриваемой газожидкостной системы при $[\Theta_j] = [\Theta_j^*] = 10$ решение вида УДВ реализуется при $N = 200$.

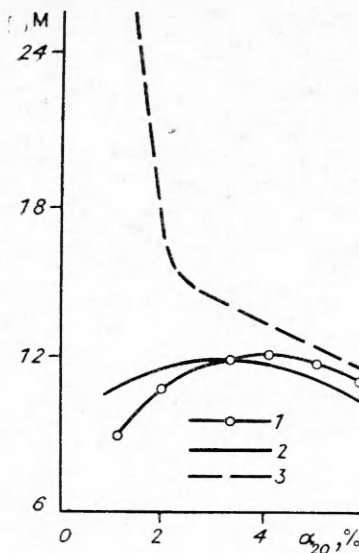
Критерий дробления пузырьков (число Вебера) $We = 2a\rho_2^0 |v_{12}|/\sigma$ (σ — коэффициент поверхностного натяжения) в рассматриваемых процессах, вообще говоря, не очень информативен (так как время действия больших значений We происходит в очень короткие промежутки времени).

Удельная теплота испарения несущей жидкости l и удельное тепловыделение в газовой фазе h — величины одного порядка ($l \approx h$). Следовательно, для фазовых переходов, если изменения масс пузырьков в волне становятся сравнимы с их исходной массой, потребуется значительная часть тепловых затрат. Поэтому наличие массообмена (за счет испарения и срыва капелек, например) может повлиять на тепловой баланс.

Из-за анализа влияния числа Маха на структуру стационарной волны выяснилось, что минимальному значению M , при котором достигается температура воспламенения, соответствует $p_{1e}^*/p_0 \approx 17,3$, согласующееся с наблюдаемым в эксперименте критическим давлением $p_e^*/p_0 \approx 17$, которое инициирует процесс детонации [3]. На рис. 4 представлены результаты расчетов, иллюстрирующие числа $M = v_0/C$ ($C = \sqrt{\gamma p_0/\rho_{10}^0 \alpha_{10} \alpha_{20}}$) скорости УДВ от объемного содержания пузырьков. Во всех расчетах полагалось $[\Theta_j] = 4,825$, а решение вида уединенной волны обеспечивалось подбором M , остальные параметры соответствуют рассматриваемой

Рис. 4. Зависимость $M(\alpha_{20})$ для детонационного солитона водоглицериновой смеси (50 %) с пузырьками $C_2H_2 + 2,5O_2$ при $p_0 = 0,1$ МПа, $T_0 = 300$ К, $T_f = 900$ К, $[T_f] = 1440$ К, $a_0 = 10^{-3}$ м.

1 — эксперимент; 2 — расчет с учетом сжимаемости несущей фазы ($C_1 = 1700$ м/с); 3 — расчет без учета сжимаемости несущей фазы ($C_1 = \infty$).



пузырьковой системе. Уменьшение безрамерной скорости УДВ связано с интенсификацией межфазного теплообмена (роста Nu) из-за увеличения относительной скорости при возрастании объемного содержания пузырьков. Учет сжимаемости несущей фазы приводит к значительному снижению скорости УДВ при $\alpha_{20} \lesssim 0,04$. Следовательно, немонотонная зависимость $M(\alpha_i)$ качественно (поскольку значение $[\Theta_j]$ в рассматриваемой постановке является эффективной величиной) может быть объяснена совместным проявлением сжимаемости несущей жидкости и эффектом относительного движения фаз.

Расчеты, приведенные для более вязкой несущей фазы (вода (30 %) и глицерин) с горючей смесью $C_2H_2 + 2,5O_2$, показали, что для тепловыделения, полученного при $\alpha_{20} = 2 \cdot 10^{-2}$ и $M = 11$, $[\Theta_j^*] \approx 10$. Следовательно, с ростом вязкости несущей фазы растет $[\Theta_j^*]$, что свидетельствует о снижении склонности пузырьков к дроблению.

Таким образом, существование стационарных уединенных волн детонации связано с совместным проявлением радиальной инерции пузырьков, тепловыделения и теплопередачи. Причем характерная ширина УДВ и ее амплитуда определяются характерным временем пульсации пузырьков, связанным с эффектами радиальной инерции. Условие Чепмена — Жуге, по-видимому, в общем случае не может быть использовано для определения скорости УДВ в пузырьковых системах.

Немонотонная зависимость скорости УДВ от объемного содержания пузырьков может быть объяснена проявлением сжимаемости жидкости и относительным движением фаз.

ЛИТЕРАТУРА

1. Сычев А. И., Пинаев А. В. // ПМТФ.— 1986.— № 1.— С. 133—138.
2. Пинаев А. В., Сычев А. И. Структура и свойства детонации в системах жидкость — пузырьки газа // ФГВ.— 1986.— 22, № 3.— С. 109—119.
3. 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 // Там же.— 1987.— 23, № 6.— С. 76—79.
4. Hasegawa T., Fujiwa T. // Dyn. Shock Waves, Explos. and Detonat.: IX Int. Colloq. Gasdyn. Explos. and React. Syst., Poitiers, 1983.— N. Y., 1984.— P. 309—319.
5. Gulhan A., Beylich A. E. // Proc. 17th Int. Symp. on Shock Tubes and Waves.— Bethlehem (USA), 1989.
6. Кузнецов Н. М., Копотев В. А., Охонимский А. Д. и др. // IV Всесоюз. совещание по детонации: Доклады.— 1983.— Т. I.— С. 223—230.
7. Шарипов О. В. // VI Всесоюз. школа молодых ученых и специалистов: Тезисы докл.— Новосибирск: Ин-т теплофизики, 1990.
8. Кузнецов Н. М., Копотев В. А. // Докл. АН СССР.— 1989.— 304, № 4.— С. 850—854.

9. Ляпидевский В. Ю. О скорости пузырьковой детонации // ФГВ.—1990.—26, № 4.— С. 136—140.
10. Замараев Д. Н., Кедринский В. К., Мейдер Ч. Волны в химически активной пузырьковой среде // ПМТФ.—1990.—№ 2.— С. 20—27.
11. Kedrinski V., Mader Ch. // Proc. 16th Int. Symp. on Shock Tubes and Waves.—Weinheim, 1987.
12. Kedrinski V., Zamaraev F. // Proc. 17th Int. Symp. on Shock Tubes and Waves.—Bethlehem (USA), 1989.
13. Шаганов В. Ш., Вахитова Н. К. Волны в пузырьковой системе при наличии химических реакций в газовой фазе // Там же.—1989.—25, № 6.— С. 14—22.
14. Нигматулин Р. И. Основы динамики гетерогенных сред.—М.: Наука, 1978.—336 с.
15. Нигматулин Р. И., Шаганов В. Ш. // Изв. АН СССР. МЖГ.—1974.—№ 6.— С. 30—41.

г. Тюмень

Получила в редакцию 5/VII 1990,
после доработки — 8/V 1992

УДК 534.222.2

А. В. Аттетков, М. М. Бойко, Л. Н. Власова, В. С. Соловьев

К ВОПРОСУ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КОЭФФИЦИЕНТА ОТБОРА ЭНЕРГИИ В ЗАДАЧЕ ЛАГРАНЖА

Рассмотрен метод решения задачи Лагранжа. Изучены газодинамические особенности течения продуктов взрыва, получены аналитические выражения для определяющих параметров задачи. Показано, что в исследуемой схеме взрывного метания правильное воспроизведение волновой конфигурации течения, реализуемой на стадии ускорения пластины, имеет определяющее значение при установлении ее оптимальных и предельных возможностей.

Важной характеристикой устройств взрывного метания является коэффициент отбора энергии взрывчатого вещества (ВВ) ϕ , равный отношению кинетической энергии метаемого тела $Mu_{\infty}^2/2$ к полной энергии mQ заряда ВВ (M и m — масса тела и заряда ВВ соответственно, Q — тепловой эффект химической реакции). Для класса одномерных (с плоскими волнами) газодинамических задач метания несжимаемых пластин продуктами взрыва обобщенный анализ зависимостей $u_{\infty}(M)$ и $\phi(M)$ при различных способах иницирования и режимах протекания детонационного процесса проведен в работах [1—4]. Рассмотрены схемы взрывного метания, когда одна из границ слоя ВВ — вакуум. Теоретические построения в [1—4] проводятся классическими методами газовой динамики политропного газа при показателе адиабаты $k=3$.

В [5, 6] рассмотрен метод получения аналитических решений одномерных изоэнтропических уравнений газовой динамики, основанный на использовании уравнения огибающей семейства прямолинейных ($u \pm c$)-характеристик. Полученные решения применяются в [7] для изучения газодинамических особенностей течения в задаче метания двух несжимаемых пластин продуктами взрыва.

В данной работе предложенный в [5, 6] метод используется для построения аналитического решения задачи Лагранжа [8].

В плоскости пространственно-временных переменных x, T волновая конфигурация течения показана на рис. 1 (линия 2—4—6—8—10 — траектория движения пластины). Начало координат совмещено с жесткой стенкой. В момент времени $T=0$ происходит мгновенная детонация слоя ВВ и начинается движение пластины. На рис. 1 I—III, V — области простых волн, IV, VI—XIV — области взаимодействия падающей и отраженной волн. Подчеркнем, что наличие простых волн III, V — отличительная особенность волновой конфигурации рассматриваемой задачи Лагранжа.