Физика горения и взрыва, 1996, т. 32, № 1

О СКОРОСТИ ДЕТОНАЦИИ ЧАСТИЦ ЧУВСТВИТЕЛЬНОГО ВВ В ВАКУУМЕ

УДК 534.522.2

В. Ю. Ляпидевский

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

Исследуются условия распространения самоподдерживающихся волн при сгорании взвеси частиц унитарного топлива в вакууме. Используется двухскоростная модель течения продуктов реакции за фронтом детонационной волны. Получены принципиально новые условия за фронтом детонационной волны, обеспечивающие ее распространение со скоростью, превышающей скорость идеальной детонации Чепмена — Жуге для вакуум-взвеси. Результаты качественно согласуются с экспериментальными данными по скорости детонации во взвеси азида свинца в вакууме.

При описании процесса детонации в вакууме в [1, 2] использована математическая модель разогрева частиц унитарного топлива продуктами реакции и плавного сгорания их в детонационной волне (ДВ). Для высокочувствительных взрывчатых веществ (ВВ) типа азида свинца более приемлема гипотеза о мгновенном сгорании частиц в детонационном фронте. Из-за малого расстояния между частицами взвеси релаксация давления в продуктах реакции также наступает достаточно быстро. Выравнивания же скоростей продуктов детонации (ПД) не происходит, так как в силу законов сохранения массы и импульса конвективная струя ПД пробивает пробку из ПД, образовавшихся при мгновенном сгорании ВВ в постоянном объеме, и вовлекает в движение частицы покоящегося газа. Поэтому за фронтом ДВ можно выделить «ядро», образовавшееся при истечении первоначально покоящегося газа, и конвективную струю, в которую внутри ДВ интенсивно вовлекаются ПД из «ядра». Механизм вовлечения в струю здесь не обсуждается. Заметим только, что аналогичное явление образования турбулентной струи на границе раздела слоев наблюдается при обтекании препятствия потоком двухслойной жидкости [3].

Постановка задачи. Используем сформулированные выше представления о развитии волнового процесса для построения простейшей математической модели распространения ДВ. За фронтом волны ПД представляют собой двухскоростную, равновесную по давлению среду. Считаем, что как в «ядре», так и в конвективной струе находится политропный газ, образовавшийся при адиабатическом расширении ПД, т. е. $p = p_0(\rho/\rho_0)^\gamma$, где p_0, ρ_0 — средние давление и плотность продуктов реакции ВВ при его мгновенном сгорании. Одномерные уравнения движения среды в каналовом приближении имеют вид

$$(\rho\alpha^\pm)_t + (\rho\alpha^\pm u^\pm)_x = 0, \quad \rho(u_t^\pm + u^\pm u_x^\pm) + p_x = 0, \quad \alpha^\pm \geqslant 0,\ \alpha^+ + \alpha^- = 1,\ \alpha = \alpha^-. \tag{1}$$

Здесь $u^\pm$ — скорости, $\alpha^\pm$ — объемные концентрации газовых слоев. Знак плюс относится к параметрам конвективной струи, а минус — потенциального «ядра». Как известно [4, 5], при совпадении скоростей в слоях система (1) не является гиперболической. Однако при достаточно большом сдвиге скорости между слоями она таковой становится.

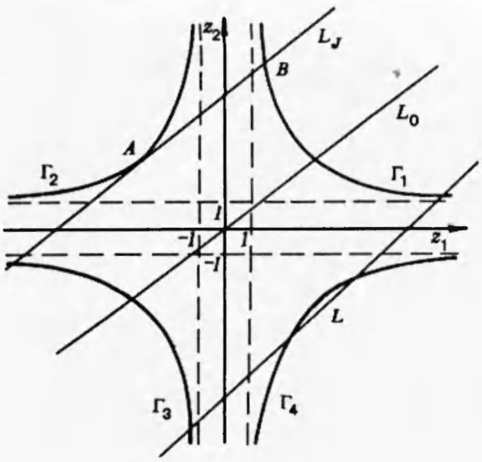

Рис. 1

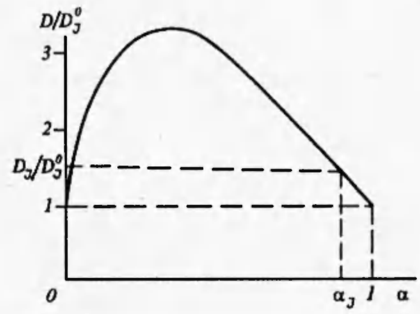

Рис. 2

Характеристики (1) находятся из уравнения

$$\Delta(\lambda) = \frac{1}{z_1^2} + \frac{1}{z_2^2} - 1 = 0, \tag{2}$$

где

$$z_1 = \frac{\lambda - u^+}{c\sqrt{\alpha^+}}; \quad z_2 = \frac{\lambda - u^-}{c\sqrt{\alpha^-}}; \quad c^2(\rho) = p'(\rho). \tag{3}$$

Таким образом, характеристические значения λ находятся на плоскости (z_1, z_2) пересечением прямой L, задаваемой уравнениями (3), и кривых Γ_i $(i = 1, 2, 3, 4)$, определяемых из (2) (рис. 1). Прямая L_0 при $u^+ = u^-$ проходит через начало координат и поэтому не может иметь более двух пересечений с кривыми Γ_i. Наклон $k = (\alpha^+/\alpha^-)^{1/2}$ прямой L зависит только от α, и увеличение разности скоростей $|u^+ - u^-|$ при фиксированных значениях α и ρ соответствует параллельному переносу прямой L. Поэтому увеличение сдвига скорости приводит к появлению еще двух корней системы (2), (3). Минимальная разность скоростей, обеспечивающая гиперболичность (1), соответствует прямой L_J, касающейся кривой Γ_2 (или Γ_4) (см. рис. 1). Это обстоятельство будет использовано ниже при формулировке дополнительного условия за фронтом стационарной детонационной волны.

Соотношения на ДВ. Предположим, что течение в окрестности фронта ДВ стационарно в системе координат, движущейся с постоянной скоростью $D > 0$. Далее, непосредственно во фронте волны мгновенно происходит разложение ВВ, выравнивается давление в ПД, и вниз по потоку движение равновесной двухскоростной среды задается уравнениями (1). Если индексом J обозначить равновесное состояние за фронтом ДВ, то законы сохранения массы и импульса дают следующие соотношения:

$$\begin{gathered} \rho_J(\alpha_J^+ u_J^+ + \alpha_J^- u_J^- - D) = -\rho_0 D, \\ \rho_J(\alpha_J^+(u_J^+ - D)^2 + \alpha_J^-(u_J^- - D)^2) + p_J = \rho_0 D^2. \end{gathered} \tag{4}$$

Детонационная волна будет самоподдерживающейся, если возмущения за фронтом сносятся вниз по потоку. Это возможно, когда система (1) имеет действительные характеристики $\lambda_i(\rho, \alpha, u^\pm)$ $(\lambda_1 \leqslant \lambda_2 \leqslant \lambda_3 \leqslant \lambda_4)$ и $\lambda_4(\rho_J, \alpha_J, u_J^\pm) \leqslant D$. Условия, аналогичные условиям Чепмена — Жуге, для системы (1) имеют вид

$$\lambda_1 < \lambda_2 = \lambda_3 < \lambda_4 = D_J, \quad \lambda_i = \lambda_i(\rho_J, \alpha_J, u_J^\pm). \tag{5}$$

По сравнению с обычными условиями Чепмена — Жуге условия (5) обеспечивают дополнительно выход равновесного решения за фронтом в область гиперболичности, что соответствует на рис. 1 касанию прямой L_J и кривой Γ_2.

Нетрудно заметить, что в соотношения (4), (5) оба слоя входят равноправно. Отсюда и симметрия изображенной на рис. 1 картины относительно начала координат. Дополнительное условие состоит в том, что течение в потенциальном ядре начинается из состояния покоя, т. е.

$$\frac{1}{2}u_J^{-2} - Du_J^- + i(\rho_J) = i(\rho_0), \quad i'(\rho) = \frac{c^2(\rho)}{\rho}. \tag{6}$$

Уравнений (4)–(6) достаточно для определения состояния за фронтом и скорости D_J детонационной волны.

Решение может быть построено следующим образом. Пусть $\alpha = \alpha_J^-$ нам известно ($0 < \alpha < 1$). Тогда известен наклон $k = \sqrt{(1-\alpha)/\alpha}$ прямой L, задаваемой уравнениями (3) (см. рис. 1). При $u_J^- < u_J^+$ прямая L_J может коснуться только кривой Γ_2 ($z_1 < 0$, $z_2 > 0$ и $u_J^- < \lambda_2 = \lambda_3 < u_J^+$). Поэтому точка A находится однозначно. Следовательно, из (2) определяются координаты точки $B = (z_1^*, z_2^*)$ пересечением прямой L_J с кривой Γ_1. Далее, из (3) и (4) находим

$$\rho_J = \rho_0 \left(\alpha^2 (z_2^*)^2 + (1-\alpha)^2 (z_1^*)^2 + 1/\gamma\right) \Big/ \left(\alpha^{3/2} z_2^* + (1-\alpha)^{3/2} z_1^*\right),$$

$$D_J = c(\rho_0)\,(\rho_J/\rho_0)^{\frac{\gamma+1}{2}}\,(\alpha^{3/2} z_2^* + (1-\alpha)^{3/2} z_1^*), \tag{7}$$

$$u_J^+ = D - \sqrt{(1-\alpha)}\,c(\rho_J) z_1^*, \quad u_J^- = D - \sqrt{\alpha}\,c(\rho_J) z_2^*.$$

Полученная зависимость $D_J(\alpha)$ изображена на рис. 2 для $\gamma = 1{,}3$. При $\alpha \to 0$ и $\alpha \to 1$ величина $D_J(\alpha) \to D_J^0$, где D_J^0 — скорость детонации Чепмена — Жуге в односкоростной ($u^+ \equiv u^-$) модели (1). Заметим, что в силу адиабатичности процесса скорость D_J^0 находится из касания прямой Михельсона и адиабаты Пуассона на плоскости (τ, p), $\tau = 1/\rho$. Скорость идеальной детонации Чепмена — Жуге D_{CJ}, определяемая условиями касания соответствующей адиабаты Гюгонио, не превосходит D_J^0, так как

$$D_{CJ}^2/(D_J^0)^2 = 2(\gamma/(\gamma+1))^\gamma < 1.$$

Поэтому для $0 < \alpha < 1$ скорость D_J всегда больше скорости D_{CJ}.

В (7) найденные величины за фронтом ДВ — функции одного параметра α. Поэтому из уравнения (6) при $D = D_J$ можно определить значение α_J, при котором уравнения (6), (7) совместны. Численные расчеты показывают, что при $\gamma > 1$ в интервале $0 < \alpha < 1$ существует единственное решение α_J системы (6), (7), причем соответствующие значения D_J слабо зависят от γ и примерно в 1,5 раза превосходят величину D_J^0 (см. рис. 2). Экспериментально зарегистрированная скорость детонации взвеси частиц азида свинца в вакууме также в 1,5–2 раза превосходит скорость идеальной детонации Чепмена — Жуге [6].

Заключение. В работе сформулировано правило отбора скорости самоподдерживающейся волны при условии мгновенного энерговыделения на фронте ДВ и реализации непосредственно за фронтом двухскоростного равновесного по давлениям режима течения.

Наряду с известным условием перехода от дозвукового к сверхзвуковому потоку в плоскости Чепмена — Жуге введено дополнительно требование гиперболичности уравнений движения, обеспечивающее устойчивость двухслойного течения по отношению к длинноволновым возмущениям. Указанный подход используется для описания детонационных волн, распространяющихся по взвеси частиц чувствительного ВВ в вакууме. В отличие от газовзвесей, где инициирование ВВ осуществляется ударной волной, в вакууме детонационный фронт связан с распространением конвективной струи продуктов разложения ВВ. По-видимому, использование двухскоростной модели для описания движения ПД за фронтом волны может оказаться полезным и в других задачах, где распространение ДВ обусловлено образованием конвективных струй ПД.

Автор благодарит С. А. Ждана за полезные обсуждения проблемы.

Работа выполнена при частичной финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94-01210-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Ждан С. А.** Структура детонационных волн в вакууме с частицами унитарного топлива // Физика горения и взрыва. 1991. Т. 27, № 6. С. 109–115.
2. **Ждан С. А.** Безударное инициирование детонации в вакууме с частицами унитарного топлива // Физика горения и взрыва. 1992. Т. 28, № 4. С. 136–142.
3. **Ляпидевский В. Ю.** Блокировка потока при обтекании препятствия двухслойной смешивающейся жидкостью // ПММ. 1994. Т. 58, № 4. С. 108–112.
4. **Овсянников Л. В., Макаренко Н. И., Налимов В. И. и др.** Нелинейные проблемы теории поверхностных и внутренних волн. Новосибирск: Наука, 1985.
5. **Ляпидевский В. Ю.** Моделирование двухфазных течений на основе законов сохранения // Динамика сплошной среды: Сб. науч. тр. / АН СССР. Сиб. отд-ние. Ин-т гидродинамики. 1986. Вып. 76. С. 111–120.
6. **Митрофанов В. В., Бакиров И. Т.** Детонация взвеси частиц чувствительного ВВ в вакууме // Физика горения и взрыва. 1994. Т. 30, № 2. С. 122–124.

Поступила в редакцию 22/VI 1995 г.