УДК 534.222.2

ПУЗЫРЬКОВАЯ ДЕТОНАЦИЯ В КАНАЛЕ С УПРУГИМИ СТЕНКАМИ

В. Ю. Ляпидевский

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

Рассматриваются одномерные движения в канале с упругими стенками газожидкостной среды с химически активной газовой фазой. Решена задача о структуре, т. е. найдено стационарное решение уравнений совместного движения пузырьковой жидкости и мембраны, связывающее два различных равновесных состояния и содержащее ударный переход с энерговыделением на фронте волны. Поскольку в полученном решении давление в канале перед ударной волной падает, это решение может быть использовано для качественного описания кавитационного механизма, поддерживающего детонацию с малой скоростью в пленках жидких ВВ на упругой подложке.

Отличительная особенность течений пузырьковых жидкостей — небольшая объемная концентрация газовой фазы. Поэтому при распространении в газожидкостной среде возмущений большой амплитуды на структуру волны может оказать существенное влияние даже относительно небольшая деформация стенок канала. Так, при исследовании явления низкоскоростной детонации в жидких ВВ экспериментальную проверку получил кавитационный механизм инициирования детонации [1].

Детонация с малой скоростью возможна, если возмущение, обусловленное деформацией стенок трубы или канала, приводит к понижению давления перед фронтом волны. Падение давления в жидкости вызывает рост кавитационных пузырьков, вовлечение в них части ВВ и инициирование реакции при их схлопывании. Распространение самоподдерживающейся волны может, по-видимому, также возникать в насыщенных активной газовой смесью растворах, где волна разгрузки из-за деформации стенок канала создает пузырьковую жидкость непосредственно перед фронтом реакции. Далее при быстром схлопывании пузырьки возгораются, и наблюдается развитие процесса, аналогичного пузырьковой детонации [2, 3]. Отличительная особенность системы пузырьковая жидкость — упругая стенка состоит в возможности, по крайней мере теоретической, повторного прохождения детонационной волны (ДВ), что может быть использовано при конструировании установок непрерывного действия.

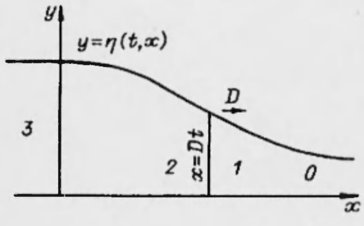

Рис. 1.

Ниже рассматривается простейшая модель явления на примере одномерных движений равновесной по давлению газожидкостной среды в канале с упругими стенками. Найдены стационарные решения, дающие качественное представление о структуре самоподдерживающихся волн в средах с внутренней инерцией.

Пусть газожидкостная среда плотностью ρ расположена под упругой весомой мембраной (плоскопараллельное движение), находящейся на расстоянии η от горизонтального неподвижного дна канала (рис. 1). Выше мембраны давление постоянно и равно p_0 . Уравнения совместного движения в каналовом приближении имеют вид

$$
\begin{gathered}
(\rho\eta)_t + (\rho\eta u)_x = 0,\\
u_t + uu_x + \frac{1}{\rho}p_x = 0,\\
\eta_{tt} - c_m^2\eta_{xx} = k(p - p_0).
\end{gathered}
\tag{1}
$$

Здесь u — скорость газа; $p = p_j(\rho)$ — давление в газожидкостной среде; $j = 0,1$ ($j = 0$ — непрореагировавшая смесь, $j = 1$ — прореагировавшая смесь). Переход из одного состояния в другое предполагается мгновенным в ударной волне (УВ). Скорость распространения возмущений $c_m \equiv \mathrm{const}$, постоянная k характеризуют свойства мембраны.

Под решением понимаются гладкие функции $\rho(t,x)$, $u(t,x)$ и дважды непрерывно дифференцируемая функция $\eta(t,x)$, удовлетворяющие (1) и допускающие разрыв 1-го рода для функций ρ, u и вторых производных функции η. При этом на линии разрыва сама функция η и ее первые производные считаются непрерывными.

Ищутся стационарные решения в системе координат, движущейся со скоростью D, т. е. функции ρ, u, η, зависящие только от переменной $\xi = x - Dt$, производная которых стремится к нулю при $\xi \to \pm\infty$. Причем, при $\xi > 0$ уравнения описывают непрореагировавшую среду ($j = 0$), а при $\xi < 0$ газовая фаза содержит продукты реакции ($j = 1$). Таким образом решается задача о структуре, связывающей два равновесных состояния 0 и *3* (см. рис. 1) ($p_0(\rho_0) = p_0$, $p_1(\rho_3) = p_0$) и содержащей при $\xi = 0$ ударный переход.

Если ввести функции

$$
v = D - u, \quad i_j(\rho) = \int_0^\rho \frac{c_j^2(\rho)}{\rho}\,d\rho, \quad c_j^2 = p_j'(\rho), \quad j = 0,1,
$$

то, в силу (1), для структуры выполнены соотношения

$$
\rho\eta v = \rho_0\eta_0 v_0, \tag{2}
$$

$$
\frac{1}{2}v^2 + i_j(\rho) = \frac{1}{2}v_0^2 + i_0(\rho_0) = J. \tag{3}
$$

Сохранение величины J при переходе через детонационный фронт является упрощением, однако для газожидкостной среды из-за слабой сжимаемости и достаточно длинной зоны релаксации за фронтом энерговыделения условие (3) для канала переменного сечения предпочтительнее, чем закон сохранения полного импульса.

Уравнение колебаний мембраны приводит к дифференциальному уравнению

$$
(c_m^2 - D^2)\eta'' = k(p_0 - p_j(\rho)). \tag{4}
$$

Взаимное расположение зависимостей $p = p_j(\rho) = f_j(\tau)$, $\tau = 1/\rho$ для $j = 0,1$ (кривые Γ_0 и Γ_1) показано на рис. 2. Для монотонной функции $f_1(\tau)$ равновесное состояние *3* определяется из условия $p_0 = p_1(\rho_3)$ и соотношений (2), (3) однозначно. Далее из (2), (3) находится зависимость $\rho = \rho_j(\eta)$ ($j = 0,1$), причем

$$
\frac{d\rho_j}{d\eta} = \frac{\rho v^2}{\eta(c_j^2(\rho) - v^2)},
$$

т. е. $d\rho_j/d\eta < 0$ тогда и только тогда, когда $v^2 > c_j^2(\rho)$ и течение в канале сверхзвуковое.

Покажем для $u_0 = 0$ существование при $D < c_m$ структуры со следующими свойствами:

$$\eta'(\xi) < 0, \qquad v_2^2 = c_1^2(\rho_2),$$
$$v^2 \geq c_0^2(\rho), \quad p_0(\rho) < p_0 \quad \text{при} \quad 0 < \xi < \infty,$$
$$v^2 \geq c_1^2(\rho), \quad p_1(\rho) > p_0 \quad \text{при} \quad -\infty < \xi < 0.$$

Для этого заметим, что непосредственно за ударным переходом из состояния *1* в состояние *2* должно выполняться условие Чепмена — Жуге и касательная L_1 к кривой Γ_1 в точке *2* пересекает кривую Γ_0 в точке *1* (см. рис. 2). Искомая конфигурация на плоскости (τ, p) изображена на рис. 2, и задача сводится к определению состояния *2* на кривой Γ_1 из условия непрерывной дифференцируемости функции $\eta(\xi)$ при переходе через ударный фронт.

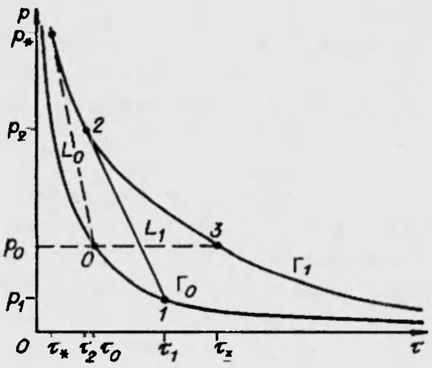

Рис. 2.

С учетом зависимости $\rho = \rho_j(\eta)$ из (2), (3) решение уравнения (4) с условиями убывания $\eta' \to 0$ при $\xi \to \pm\infty$ может быть найдено в квадратурах:

$$(\eta')^2(\xi) = k_1 \int_{\eta_0}^{\eta} [p_0 - p_0(\rho_0(\eta))]\, d\eta \qquad (\xi > 0),$$
$$(\eta')^2(\xi) = k_1 \int_{\eta}^{\eta_3} [p_1(\rho_1(\eta)) - p_0]\, d\eta \qquad (\xi < 0), \tag{5}$$

где $k_1 = 2k/(c_m^2 - D^2)$. Условия склейки решения при $\xi = 0$ принимают вид

$$\eta_1 = \eta_2, \qquad \Delta = 0. \tag{6}$$

Здесь

$$\Delta = \frac{1}{k_1}[(\eta'(0+0))^2 - (\eta'(0-0))^2] =$$
$$= \int_{\eta_0}^{\eta_2} [p_0 - p_0(\rho_0(\eta))]\, d\eta - \int_{\eta_2}^{\eta_3} [p_1(\rho_1(\eta)) - p_0]\, d\eta$$

— непрерывная функция параметра $z = \rho_2$, характеризующая скачок производных функции η на фронте детонации. Для выпуклых кривых Γ_j ($f_j'' > 0$, $j = 0, 1$) величина z в рассматриваемой конфигурации принимает значения $\rho_3 < z < \rho_*$, где ρ_* — величина плотности, при которой касательная L_0 в точке (τ_*, p_*) к кривой Γ_1 проходит через точку (τ_0, p_0) (см. рис. 2). Так как $\eta_2 \to \eta_3$ при $z \to \rho_3$ и $\eta_2 = \eta_1 \to \eta_0$

при $z \to \rho_*$, функция $\Delta(z)$ меняет знак на отрезке $[\rho_3, \rho_*]$:

$$\Delta(\rho_3) = \int\limits_{\eta_0}^{\eta_3} [p_0 - p_0(\rho_0(\eta))]\, d\eta > 0,$$

$$\Delta(\rho_*) = -\int\limits_{\eta_0}^{\eta_3} [p_1(\rho_1(\eta)) - p_0]\, d\eta < 0.$$

Таким образом, существует значение $z = \rho_2$ из интервала (ρ_3, ρ_*), для которого $\Delta(\rho_2) = 0$, и решение задачи о структуре с указанными выше свойствами может быть получено из соотношений (5).

Осталось заметить, что для равновесной модели газожидкостной среды с несжимаемой жидкой фазой и политропным газом уравнения состояния имеют вид [4]

$$p = p_0 B_j y^{-\gamma_j}, \qquad j = 0, 1, \tag{7}$$

где $y = (\tau - m\tau_f)/(\tau_0 - m\tau_f)$; τ_f, m — удельный объем и массовая концентрация жидкости; γ_j — показатель политропы сгоревшего ($j = 1$) и несгоревшего ($j = 0$) газа; $B_0 = 1$. Величина $B_1 > 1$ характеризует энерговыделение при сгорании газа. Уравнения (7) удовлетворяют условиям выпуклости и монотонности, использованным выше. Следовательно, для такой среды существует структура, в которой перед фронтом волны давление падает.

Условие Чепмена — Жуге за фронтом волны пригодно, как показано в [4], только при быстрой релаксации давления в фазах. Если существенное влияние оказывает неравновесность по давлениям, например при увеличении вязкости несущей фазы, то состояние за фронтом волны соответствует недосжатому режиму детонации. Тогда вместо условия Чепмена — Жуге состояние за фронтом определяется внутренней структурой ДВ, в частности, зависит от степени сжатия пузырька, необходимой для возникновения реакции горения [4].

Работа выполнена при финансовой поддержке Международного научного фонда (грант RBU000) и Российского фонда фундаментальных исследований (код проекта 94-01-01210-а).

ЛИТЕРАТУРА

1. **Дубовик А. В., Боболев В. К.** Чувствительность жидких взрывчатых систем к удару. М.: Наука, 1978.
2. **Сычев А. И., Пинаев А. В.** Самоподдерживающаяся детонация в жидкостях с пузырьками взрывчатого газа // Журн. прикл. механики и техн. физики. 1986. № 1. С. 133–138.
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 // Физика горения и взрыва. 1987. Т. 23, № 6. С. 76–84.
4. **Ляпидевский В. Ю.** О скорости пузырьковой детонации // Физика горения и взрыва. 1990. Т. 26, № 4. С. 138–140.

Поступила в редакцию 16/VII 1993 г.,
в окончательном варианте — 28/XI 1994 г.