

ВЛИЯНИЕ РАСХОДИМОСТИ ПОТОКА НА ХАРАКТЕР ТЕЧЕНИЯ ПРОДУКТОВ ДЕТОНАЦИИ ЗА ФРОНТОМ ДВ

С. Г. Андреев, М. М. Бойко, Л. Н. Власова, В. С. Соловьев
(Москва)

Согласно гидродинамической теории детонации [1], детонационная волна (ДВ) представляет собой комплекс ударного фронта следующей за ним зоны реакции, сопрягающейся с тейлоровской волной разгрузки. В случае стационарного детонационного комплекса первые производные по времени на профилях давления p и массовой скорости u в окрестности точки Чепмена — Жуге со стороны зоны реакции постоянны, а со стороны тейлоровской волны изменяются в зависимости от расстояния, пройденного ДВ. В точке Чепмена — Жуге первые производные по времени параметров течения терпят разрыв, а на профилях p и u должен существовать излом, что непосредственно подтверждают результаты экспериментальных исследований, полученных и обобщенных в [2, 3].

Теоретические исследования, проведенные в [4], и результаты эксперимента по выявлению тонкой структуры детонационного фронта [5, 6] свидетельствуют об отсутствии излома в точке Чепмена — Жуге. Таким образом, в настоящее время нет единой точки зрения в вопросе наличия или отсутствия излома на профилях p и u , в связи с этим возникает необходимость более детального рассмотрения данного вопроса.

В данной работе с помощью численного моделирования течения в ДВ исследуются профили давления и массовой скорости от времени для плоского неустановившегося течения и в случае дивергенции потока за фронтом ДВ.

Воспользуемся представлением химической реакции в ДВ в двухстадийном виде, который используется для исследования детонации [7—9]. При этом предполагается, что первая стадия химической реакции, где выделяется основная энергия Q_1 , происходит мгновенно во фронте ДВ, а дополнительное энергосодержание с тепловым эффектом Q_2 ($Q_2 < Q_1$) идет за конечный промежуток времени за фронтом ДВ. Такое представление позволяет детально проследить особенности течения в окрестности звуковой поверхности, где заканчивается химическая реакция, и использовать единое уравнение состояния в областях «медленной» химической реакции течения продуктов детонации, что значительно упрощает решение задачи.

В предположении о локальном термодинамическом равновесии фаз среды (в предположении одинаковых скоростей, температур и давления) запишем систему уравнений, описывающих движение двухфазной химически реагирующей среды:

$$\begin{aligned} S(x) \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial [\rho u S(x)]}{\partial x} &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} (\rho u) + \frac{\partial}{\partial x} (p + \rho u^2) &= 0, \\ \frac{\partial}{\partial t} \left[\rho \left(e + \frac{u^2}{2} \right) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[\rho u \left(e + \frac{u^2}{2} \right) + pu \right] &= Q \frac{d\alpha}{dt}. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь $Q = (\partial E / \partial \alpha)_{p, v}$ — изобарно-изохорный тепловой эффект реакции; $E = E(p, v, \alpha)$ и e — внутренняя энергия единицы массы среды с учетом и без учета запасенной химической энергии; $S(x)$ — площадь трубки тока (для плоского случая $S(x) = \text{const}$).

К системе (1) необходимо добавить кинетическое уравнение, которое для модельных кинетик принято в виде

$$\frac{d\alpha}{dt} = f(p) (\alpha_0 + \alpha)^{n_1} (\alpha_K - \alpha)^{n_2} = \varphi(p, \alpha) \quad (2)$$

где α — глубина превращения; α_0 — малая величина; $\alpha_k \sim 1$; n_1 и n_2 — постоянные, позволяющие изменять вид кинетики; $f(p)$ — функция, учитывающая зависимость скорости превращения от давления. Система (1) и (2) замыкается уравнением состояния, которое для принятого выше допущения бралось в форме

$$e = pv/(k - 1) \quad (3)$$

(k — показатель адиабаты).

Граничные условия: справа — на фронте ДВ

$$\rho_0 D = \rho(D - u), \quad p = \rho_0 u D, \quad e = \frac{1}{2} p(v_0 - v) + Q_1, \quad (4)$$

слева — на несжимаемом поршне массовой M

$$M \cdot du/dt = p. \quad (5)$$

Внутри расчетной области вводилась еще одна граница, на которой глубина разложения $\alpha = 1$, а вдоль нее $d\alpha/dt = 0$. В области течения между внутренней границей и траекторией поршня $d\alpha/dt = 0$. Введение внутренней границы позволило в дальнейшем более детально проследить за характером течения в окрестности точки Чепмена — Жуге.

Система (1) — (3) решалась численно, методом характеристик. Характеристическая форма исходной системы уравнений (1) имеет вид

$$dp \pm \rho c du = \left(\rho u \frac{\partial S}{\partial x} + F \right) dt \quad \text{вдоль } dx = (u \pm c) dt, \quad (6)$$

$$dp + \rho^2 c^2 dv = F dt, \quad d\alpha = \varphi(p, \alpha) dt \quad \text{вдоль } dx = u dt,$$

где $c = \frac{1}{\rho} \sqrt{\frac{(\partial E/\partial v)_{p, \alpha} + p}{(\partial E/\partial p)_{v, \alpha}}}$ — скорость звука в среде, для уравнения состояния (3) $c = \sqrt{k \cdot p/v}$;

$$F = - \frac{(\partial E/\partial \alpha)_{p, v} \varphi(p, \alpha)}{(\partial E/\partial p)_{v, \alpha}} = \dot{p} = \rho \Gamma \dot{Q} \quad (7)$$

(использовано представление [10]).

Исходя из принятых предположений, имеем

$$F = - \rho(k - 1) Q_2 \frac{d\alpha}{dt} \quad (8)$$

Заметим, что входящая в (6) производная $d\alpha/dt$ берется вдоль траекторий частиц среды, а уравнения (6) интегрируются вдоль характеристик.

Характеристические соотношения (6) аппроксимировались системой разностных уравнений на характеристической сетке. Использовалась схема первого порядка с пересчетом [11], развитая для течений с химическими реакциями [7]. Точность счета оценивалась по балансам массы и энергии. Кроме того, рассчитанные распределения параметров течения сформировавшегося детонационного комплекса сравнивались с аналитическим решением, полученным для модели детонации Зельдовича [1]. Проведенное сравнение показало, что численное решение удовлетворительно описывает течение среды в зоне ДВ.

Рассмотрим две модели кинетики, представленные на рис. 1: 1 — процесс горения частиц с поверхности, уравнение (2) при $n_1 = 0$, $n_2 = 2/3$; 2 — процесс горения из одной точки на поверхности частицы при $n_1 = 0,5$, $n_2 = 1,5$.

Рассмотрим случай, когда в результате вторичного тепловыделения волны сжатия догоняют фронт ДВ, усиливая его. Как показали результаты расчетов, это происходит, если безразмерное время реакции в зоне за фронтом ДВ $\tau = t_{\pi} D_0/L > 0,1$ (L — длина заряда ВВ, D_0 — начальная скорость фронта). Пространственно-временная диаграмма для $\tau > 0,1$ в плоском случае изображена на рис. 2, где линия OLK — фронт ДВ,

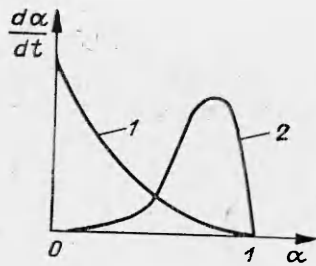


Рис. 1.

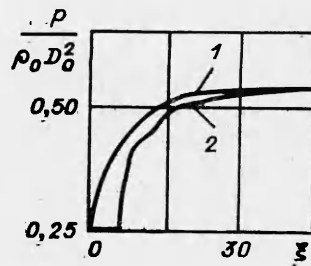


Рис. 3.

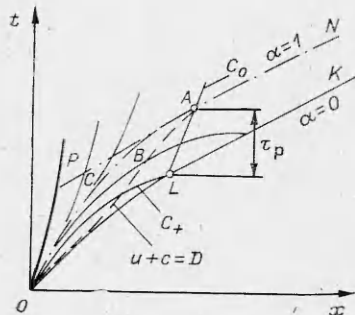


Рис. 2.

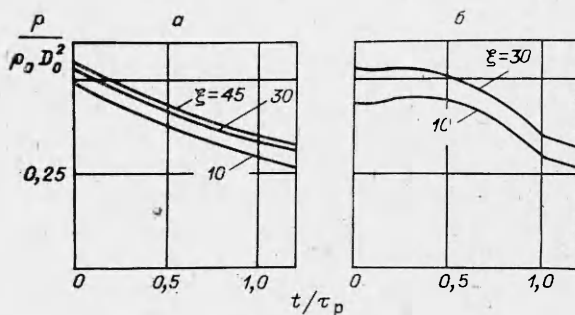


Рис. 4.

в точке O имеющий скорость D_0 , правее точки $L - D_{\max}$; PAN — геометрическое место точек окончания реакции. Время химической реакции сформировавшегося детонационного комплекса равно τ_p . Линия OBA разделяет области дозвукового и сверхзвукового течения, OCA — первая $(u+c)$ -характеристика централизованной волны разгрузки, не замыкающейся на фронте ДВ, она служит границей области влияния вторичного тепловыделения на параметры фронта. Линии OBA и OCA сходятся в одной точке, лежащей на PAN , лагранжева координата этой точки соответствует длине переходной зоны до образования стационарной ДВ (L). Анализ $x-t$ -диаграммы показывает, что определяющее влияние на характер формирования стационарного детонационного комплекса оказывает положение характеристики OCA , лежащей в области сверхзвукового течения.

Проследим влияние кинетики разложения ВВ на характер профилей давления и массовой скорости за фронтом ДВ. На рис. 3 представлены безразмерные зависимости давления от координаты для кинетики 1 (кривая 1) и 2 (линия 2). На рис. 4 приведены профили давления неустановившихся ДВ для различных моментов времени $\xi = r/Dx_p$ (a — кинетика 1, b — кинетика 2). В первом случае характерно отсутствие излома на профилях в точке, соответствующей окончанию химической реакции ($\xi = 1$). Использование кинетики 2, моделирующей горение из точки на поверхности частицы, приводит к излому профиля давления в точке $\xi = 1$, как показано в [12]. В первом случае отсутствие излома связано с тем, что в точке, соответствующей окончанию химической реакции (см. рис. 1, $\alpha = 1$), $d^2\alpha/dt^2 = 0$, а для второй кинетики имеем $d^2\alpha/dt^2 \neq 0$. Аналогичные результаты получены для сферической симметрии, моделирующей течение в осевой трубке тока цилиндрического заряда ВВ. Первая кинетика дает отсутствие излома, а для второй характерен излом. Такие же данные для кинетики Аррениуса получены в [4]. Однако следует отметить, что в последнем случае ширина зоны химической реакции, определяемая для $\alpha = 1$ при $t \rightarrow \infty$, является конечной величиной, поэтому отмеченный факт потребовал более детального изучения.

Рассмотрим этот вопрос аналитически. Для этого воспользуемся соотношением вдоль траектории частиц

$$dp + \rho^2 c^2 dv = \Gamma \rho Q d\alpha, \quad d\alpha/dt = \varphi(p, v, \alpha)$$

(Γ — коэффициент Грюнайзена). Перейдем к полным производным по времени, тогда

$$\frac{dp}{dt} + \rho^2 c^2 \frac{dv}{dt} = \Gamma \rho Q \frac{d\alpha}{dt}.$$

Используя соотношения $\frac{dv}{dt} = -\frac{1}{\rho^2} \frac{d\rho}{dt} = -\frac{1}{\rho^2} \frac{d\rho}{dp} \frac{dp}{dt}$ и учитывая, что в точке Чепмена — Жуге для установившейся детонации $\frac{dp}{d\rho} = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S = c^2$, получим

$$\frac{dp}{dt} - \frac{\rho^2 c^2}{\rho^2} \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S \frac{dp}{dt} = \Gamma \rho Q \frac{d\alpha}{dt} \quad (9)$$

или

$$\frac{dp}{dt} = \frac{\Gamma \rho Q \frac{d\alpha}{dt}}{1 - c^2 \left(\frac{\partial p}{\partial \rho}\right)_S}. \quad (10)$$

Как показано в ряде работ, для установившейся детонации в точке Чепмена — Жуге $d\alpha/dt = 0$, отсюда получаем, что в (10) в этой точке числитель и знаменатель обращаются в нуль. Раскрывая эту неопределенность по правилу Лопиталья — Бернулли, можно показать, что первая и последующие производные от знаменателя в точке Чепмена — Жуге обращаются в нуль. Первая производная от числителя

$$\frac{d}{dt} \left(\Gamma \rho Q \frac{d\alpha}{dt} \right) = \frac{d}{dt} (\Gamma \rho Q) \frac{d\alpha}{dt} + \Gamma \rho Q \frac{d^2 \alpha}{dt^2}. \quad (11)$$

В выражении (11) первый член в точке Чепмена — Жуге обращается в нуль, так как $\left. \frac{d\alpha}{dt} \right|_{\alpha=1} = 0$, а второй при условии, что $\left. \frac{d^2 \alpha}{dt^2} \right|_{\alpha=1} \neq 0$, величина конечная. Таким образом, dp/dt , определяемое уравнением (10), обращается в бесконечность, т. е. в этой точке производная терпит разрыв. Это является условием существования излома в точке Чепмена — Жуге.

Если же $\left. \frac{d^2 \alpha}{dt^2} \right|_{\alpha=1} = 0$ (кинетика 1), то неопределенность в этой точке остается нераскрытой. Применяя n раз правило Лопиталья (до тех пор, пока $d^n \alpha / dt^n \neq 0$), можно найти такую производную, которая не равна нулю в точке $\alpha = 1$. Это позволит раскрыть неопределенность, и так как знаменатель в (10) равен нулю, то $\left. \frac{dp}{dt} \right|_{\alpha=1} \rightarrow \infty$, что опять указывает на наличие излома. Излом в точке Чепмена — Жуге должен существовать в случае установившейся ДВ и кинетик любого вида.

Возникает вопрос, почему же тогда не обнаружено ярко выраженного излома в точке Чепмена — Жуге в численных расчетах детонации для кинетики 1 и в экспериментальных работах [5, 6]? Как подчеркивалось в работах В. А. Левина с сотрудниками, стационарная детонация достигается асимптотически на бесконечности, т. е. в реальных расчетах и в экспериментах на коротких зарядах детонацию нельзя считать еще установившейся. Поэтому отсутствует ярко выраженный излом для гладкой (в точке Чепмена — Жуге) кинетики вида 1, но все же он успевает проявиться для кинетики 2, имеющей разрыв второй производной α по времени в точке окончания химической реакции. Аналогичная особенность проявляется и в дивергентном течении при неидеальной установившейся детонации.

Таким образом, на основании полученных результатов можно отметить, что для коротких и длинных зарядов (малого диаметра, меньше предельного) и гладкой в точке Чепмена — Жуге кинетики химической реакции $\left(\frac{d^2\alpha}{dt^2}\right)_{\alpha=1} = 0$ ярко выраженный излом на профилях давления и массовой скорости в стационарных детонационных волнах не наблюдается, а для кинетики вида $2\left(\frac{d^2\alpha}{dt^2}\right)_{\alpha=1} \neq 0$ излом может иметь место.

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, А. С. Комианец. Теория детонации. М.: Гостехиздат, 1955.
2. В. А. Веретенников.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1980.
3. А. А. Воробьев, В. С. Трофимов и др. ФГВ, 1985, 21, 2.
4. С. М. Бахрах, А. А. Евстигнеев, В. Н. Зубарев и др. ФГВ, 1981, 17, 6.
5. Н. М. Воскобойников, М. Ф. Гоголя. Хим. физика, 1984, 3, 7.
6. С. М. Tarver. Comb. Flame, 1982, 46, 2.
7. В. С. Соловьев, С. Г. Андреев, М. М. Бойко и др.— В кн.: Химическая физика процессов горения и взрыва. Детонация. Черноголовка, 1980.
8. Ч. Мейдер. Численное моделирование детонации. М.: Мир, 1985.
9. Л. А. Альтшулер, Н. А. Григорьев. ФГВ, 1984, 20, 1.
10. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. ВИНТИ, № 558-80 Деп.
11. А. Н. Жуков.— В кн.: Тр. Математического ин-та им. В. А. Стеклова. Т. VIII. М.: Изд-во АН СССР, 1960.
12. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.

Поступила в редакцию 23/IV 1986

УДК 532.599+621.762.4

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТА ГРЮНАЙЗЕНА И УДАРНО-ВОЛНОВЫХ ПАРАМЕТРОВ ПОРИСТОГО ТЕЛА В ОБЛАСТИ НЕПОЛНОГО СЖАТИЯ

В. Г. Горобцов, А. П. Мириленко, И. М. Пикус
(Минск)

В практике порошковой металлургии используются процессы формирования порошков ударными волнами (УВ) с давлением на фронте ~ 2 ГПа. Приводимые же в литературе результаты исследований [1] ударного сжатия пористых материалов, как правило, относятся к телам, имеющим сравнительно низкую пористость и, более того, прочный спеченный каркас.

В насыпных порошковых материалах скорость звука более чем на порядок ниже, чем в компактных телах. Следовательно, ударно-волновой режим в них реализуется уже при скорости нагружения 100—300 м/с. При этом за фронтом УВ вещество остается пористым, состояние — термодинамически неравновесным, тензор напряжения — нешаровым. Для плоской волны состояние вещества за фронтом УВ можно описать в рамках модели Ми — Грюнайзена.

Пусть температура невозмущенного вещества T_0 , температура за фронтом $T(x, y, z)$, тогда температурное изменение объема

$$\Delta V = \int_V (T(x, y, z) - T_0) \alpha dV,$$

а поглощенное тепло в единице объема

$$Q = \int_V [T(x, y, z) - T_0] \rho C dV,$$

следовательно, $\Delta V \approx \alpha / C \rho \cdot Q$. Таким образом, тепловое расширение ве-