СИЛЬНЫЙ ВЗРЫВ В ГОРЮЧЕЙ СМЕСИ ГАЗОВ

В. П. КОРОБЕЙНИКОВ, В. А. ЛЕВИН

(*Москва*)

Пусть в горючей смеси газов произошел плоский, цилиндрический или сферический точечный взрыв. В результате взрыва возникает сильная ударная волна, которая включает механизм химических реакций с выделением тепла. Решение задачи для случая пренебрежения толщиной зоны тепловыделения (модель бесконечно-тонкой детонационной волны) было изучено в работах [1-3].

Как было подчеркнуто в [4], эти решения могут рассматриваться лишь как асимптотические для масштабов времени и расстояния больших по сравнению с масштабами, характерными для протекания химических реакций, и в предположении, что образовавшаяся при взрыве пересжатая детонационная волна при ослаблении ее волнами разрежения не вырождается в обычный скачок уплотнения. При этом остается открытым вопрос о возможности получения таких асимптотических решений при учете конечных скоростей химических реакций.

Рассмотрим следующие простые модели течения газа с учетом конечной скорости химических реакций:

1) модель двух фронтов: ударная волна и следующий за ней фронт пламени, где происходит полное тепловыделение Q в единице массы газа;

2) модель включения химической реакции с выделением тепла в поток за фронтом ударной волны после прохождения периода индукции; при этом учитывается и обратная реакция.

Уравнения, описывающие протекание химических реакций, возьмем в виде аррениусовских зависимостей (τ_* — время индукции)

$$\frac{dc}{dt} = -\frac{1}{\tau_*} = -k_1 p^{n_1} \rho^{l_1} \exp\frac{-E_1\rho}{p} \qquad (1)$$

$$\frac{d\beta}{dt} = -k_2\beta^{m_1} p^{n_2} \rho^{l_2} \exp\frac{-E_2\rho}{p} + k_3(1-\beta)^{m_2} p^{n_3} \rho^{l_3} \exp\frac{-E_3\rho}{p} \qquad (2)$$

До начала реакции (2) считается, что $\beta = 1$, а $c = 1$ на фронте ударной волны. Обращение c в нуль означает окончание периода индукции и начало реакции с выделением тепла во второй модели и мгновенное полное тепловыделение во фронте пламени в первой. При этом реакция (1) идет без выделения тепла.

Систему уравнений, описывающих одномерные движения газа, запишем в виде

$$\rho\left(\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial r}\right) + \frac{\partial p}{\partial r} = 0, \quad \frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial \rho u}{\partial r} + \frac{(\nu-1)\rho u}{r} = 0$$

$$\rho\left(\frac{\partial h}{\partial t} + u\frac{\partial h}{\partial r}\right) - \left(\frac{\partial p}{\partial t} + u\frac{\partial p}{\partial r}\right) = 0, \quad h = \frac{\gamma}{\gamma-1}\frac{p}{\rho} + \beta Q \qquad (3)$$

Здесь h, p, ρ, u — соответственно энтальпия, давление, плотность и скорость среды, γ — показатель адиабаты, $\nu = 1, 2, 3$ соответственно для плоских, цилиндрических и сферических волн, β — доля непрореагировавших молекул во второй модели, Q — полное тепловыделение в единице массы газа.

Для принятых моделей условия автомодельности задачи при различных l_i, m_i, n_i и зависимостях E_i и тепловыделения Q от давления и плотности (а также от координат и времени) фактически будут совпадать с рассмотренными ранее в работах [2, 4]. При распространении сильной взрывной волны в покоящемся газе постоянной плотности в автомодельном случае абсолютная ширина зоны индукции растет пропорционально $t^{2/(\nu+2)}$. Однако относительная толщина этой зоны, равная отношению разности координат ударной волны и волны горения к координате ударной волны, будет оставаться постоянной. Заметим, что для этого автомодельного движения величины Q и E_i пропорциональны давлению. Учет конечной скорости химической реакции приводит к существенному изменению качественной картины течения газа. Примеры решений без учета зоны индукции приведены в работе [4].

Если величины E_i и Q постоянны, то задача о точечном взрыве не будет автомодельной.

Рассмотрим взрыв в однородной покоящейся среде. В моменты времени, близкие к начальному, величина полной энергии, выделившейся при горении в объеме, ограниченном ударной волной, значительно меньше энергии взрыва, т. е.

$$E_0 > \sigma_\nu \int_0^{r_s} Q(1-\beta)\rho r^{\nu-1}\,dr, \qquad \sigma_\nu = 2(\nu-1)\pi + (\nu-2)(\nu-3) \tag{4}$$

и поэтому влияние горения на газодинамическое течение мало (здесь через r_s обозначена координата ударной волны).

Для начальной стадии взрыва, когда справедливо неравенство (4), можно искать решение, используя метод линеаризации по малому параметру μ пропорциональному отношению $\rho_\infty Q r_s^\nu / E_0$. Тогда для любой искомой функции f имеем

$$f = f_0 + \mu f_1 + \ldots \tag{5}$$

После подстановки функций вида (5) в уравнения (1) — (3) для f_0 и f_1 получим системы дифференциальных уравнений в частных производных. Одна из них, являясь нелинейной, содержит только главные члены разложения, а другая линейная для величин f_1. При этом система для главных членов сама распадается на две. Решением газодинамических уравнений будут автомодельные функции, описывающие течение от сильного точечного взрыва [5] (влияние химических реакций пренебрежимо мало). Химические реакции в этом случае протекают на заданном поле течения и описываются уравнениями (1), (2), в которых каждой функции следует приписать индекс 0.

Эти уравнения интегрировались для ряда значений параметров энергий активации E_1, E_2 и различных величин энергии взрыва при значениях постоянных

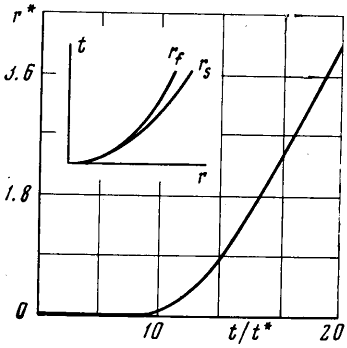
$$n_1 = 1, \quad n_2 = 2, \quad l_1 = l_2 = l_3 = 0, \quad m_1 = m_2 = 2, \quad k_2 = k_3$$

$$E_3 = E_2 + Q, \quad E_2 = 2\cdot 10^{10}\ \text{см}^2/\text{сек}^2, \quad Q \sim 7\cdot 10^{10}\ \text{см}^2/\text{сек}^2, \quad k_2 = 10^5\ \text{атм}^{-2}\cdot\text{сек}^{-1}$$

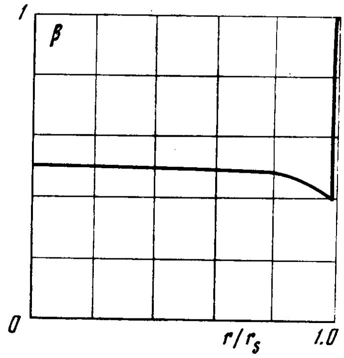
Постоянные k_1 и E_1 принимались близкими к соответствующим постоянным для времени задержки воспламенения в кислородо-водородных смесях. Результаты расчетов приведены на фиг. 1, 2. На фиг. 1 $r^* = (r_s - r_f) / Q^{-1/2} t^*$.

Расчеты показали, что учет конечности скоростей химических реакций приводит к качественно новой картине развития течения, по сравнению с моделью бесконечно-тонкой детонационной волны. Из-за существования у температуры, давления и плотности газа за волной больших отрицательных градиентов в области резкого расширения потока зона воспламенения отделяется от ударного фронта.

Время задержки воспламенения сильно возрастает, несмотря на то что взрывная волна еще достаточно сильная. Это приводит к распаду детонационной волны на обычный скачок уплотнения и фронт пламени. Экспериментально такое явление при взрыве было обнаружено в работе [6]. Явление распада детонационной волны также наблюдалось при дифракции детонационных волн [7] и при гиперзвуковом обтекании затупленных тел горючей смесью газов [8, 9].



Фиг. 1



Фиг. 2

Вычисления показали, что для принятой модели прямой и обратной реакции (2), велика роль обратной реакции, которой обычно пренебрегали при описании движений газа за детонационными волнами. Из-за очень большой температуры смесь сгорает не до конца и тепловая энергия выделяется лишь частично.

Отношение энергии, выделившейся в модели *2*, к той, которая выделилась в модели *1* при полном сгорании, будет для $\tau = 10$, $\nu = 2$, $E^{(2)}/E^{(1)} \sim$ ~ 0.5 ($\tau = t/t^*$, $t^* = 10^{-7}$ *сек*).

К этому моменту зона воспламенения уже отделилась от взрывной волны, а величина выделившейся при горении во всей возмущенной области энергии ничтожно мала по сравнению с энергией взрыва

$$\frac{E^{(2)}}{E_0} \sim 0.02, \qquad E_0 = 10^{10}\ \text{эрг/см}$$

При увеличении энергии взрыва время начала резкого распада волн возрастает, при увеличении же энергии активации убывает, а расщепление волны происходит более ярко выражено. Заметим, что грубую оценку времени индукции можно получить, используя аппроксимацию автомодельного решения, предложенную в [10]. Действительно, примем, что

$$\frac{1}{T_0} = \frac{1}{T_*} + \frac{a}{T_*}\ln\frac{t}{t_*}, \qquad \rho_0 = \rho_*\left(\frac{t_*}{t}\right)^{2b}, \qquad p_0 = p_*\left(\frac{t_*}{t}\right)^{2b\gamma}$$

где T_*, ρ_* — температура и плотность в частице, прошедшей через ударную волну в момент t_*, а a и b — постоянные, определяемые из условия аппроксимации газодинамических функций сильного взрыва. Тогда из уравнения (1) для доли индукции c_0 находим ($n_1 = 1$, $l_1 = 0$):

$$c_0 = 1 - \frac{t_*}{\tau_0(t_*)A}\left[1 - \left(\frac{t_*}{t}\right)^A\right]$$

$$A = 2b\gamma + \frac{aE_1}{RT_*} - 1, \qquad \tau_0(t_*) = \frac{1}{k_1 p_*}\exp\left(\frac{E_1}{RT_*}\right) \qquad (6)$$

Пусть t_0 — время, когда $c_0 = 0$, тогда, используя для времени индукции τ_* соотношение $\tau_* = t_0 - t_*$, из (6) находим

$$\tau_*(t_*) = t_*[1 - \tau_0(t_*)A / t_*]^{-1/A} \tag{7}$$

В сферическом случае для $\gamma = 1.3$ в [10] было найдено $a = 0.44$, $b = 0.75$.

Проведенные расчеты с указанными выше постоянными показывают, что формула (7) описывает правильно картину явления расщепления детонационной волны, хотя при малых t_* дает большие погрешности в определении времени индукции τ_*.

Для больших времен, когда уже нельзя будет пользоваться разложением (5), нужно решать задачу численно. Здесь могут произойти либо затухание реакции и, следовательно, механизм горения станет другим, например диффузионным, которое в рамках принятых моделей описать невозможно, либо разрушение одномерности течения за счет неустойчивости и возникновения дополнительных очагов воспламенения, что в конечном счете может привести к восстановлению детонационного горения.

В заключение авторы с благодарностью отмечают, что основные расчеты для данной работы выполнены Е. Бишимовым.

Поступило 16 VI 1969

ЛИТЕРАТУРА

1. Левин В. А. Приближенное решение задачи о сильном точечном взрыве в горючей смеси. Изв. АН СССР, МЖГ, 1967, № 1.
2. Korobeinikov V. P. The problem of point explosion in a detonating gas. Proc. 1-st Internat. Colloquium on Gas Dynamics of Explosions. Brussels, 1967. Astronaut. Acta, 1969, vol. 14, No. 5.
3. Бишимов Е. Численное решение задачи о сильном точечном взрыве в детонирующем газе. В сб.: «Дифференциальные уравнения и их применение», Алма-Ата, «Наука», 1968.
4. Бишимов Е., Коробейников В. П., Левин В. А., Черный Г. Г. Одномерные нестационарные течения горючей смеси газов с учетом конечной скорости химических реакций. Изв. АН СССР, МЖГ, 1968, № 6.
5. Седов Л. И. Методы подобия и размерностей в механике, Изд. 6. М., «Наука», 1967.
6. Lee J. H., Soloukhin R. I., Oppenheim A. K. Current views on gaseous Detonation. Proc. 1-st Internat. Colloquium on Gas Dynamics of Explosions. Brussels, 1967. Astronaut. Acta, 1969, vol. 14, No. 5.
7. Гвоздева Л. Г. Экспериментальное исследование дифракции детонационных волн в стехиометрической смеси метана с кислородом. ПМТФ, 1961, № 5, стр. 53.
8. A technique for studying supersonic combustion in the vicinity of a hypersonic missile. Tech. News. Bull., 1960, vol. 44, No. 11.
9. Черный Г. Г. Сверхзвуковое обтекание тел с образованием фронтов детонации и медленного горения. Astronaut. Acta, 1968, vol. 13, p. 467.
10. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Физматгиз, 1963.