

## ОЦЕНКА ПРЕДЕЛОВ ГЕТЕРОГЕННОЙ ДЕТОНАЦИИ

Э. И. Андрианкин, В. С. Звягинцев, С. А. Ивлиев  
(Москва)

Стационарный режим распространения нормальной детонационной волны (соответствующий условию Чепмена — Жуге) в гомогенной горючей смеси определяется величиной полного тепловыделения  $q_0$ , которое происходит вблизи фронта за время  $\tau_0$ , много меньшее характерного времени распространения волны  $t_*$ . В случае гетерогенной детонации могут существовать несколько характерных времен тепловыделения. Например,  $\tau_1$  соответствует тепловыделению на фронте, равное  $q_1$ , времени  $\tau_g$ , определяющему начало влияния догорания за плоскостью Чепмена — Жуге на фронт и удовлетворяющему условию  $\tau_g \gg \tau_1$ , соответствует  $q_g$ .

Если  $t_* \gg \tau_g$ , то режим определяется крайними условиями при тепловыделении  $q_0 = q_1 + q_g$ . Рассмотрим другой предельный случай, когда  $\tau_1 \ll t_* < \tau_g$ , и волны сжатия, возникающие за счет догорания топлива, не успевают повлиять на движение первого фронта, которому соответствует  $q_1$ . Покажем, что в случае нормальной гетерогенной детонации существуют концентрационные пределы для жидкого топлива, содержащегося в газообразном окислителе, определяющие возможные значения  $q_1$ . Заметим, что значения  $q_1$  в условиях пересжатого режима будут зависеть от амплитуды ударной волны, влияющей в реальном случае на степень дробления капель. Далее рассматривается гетерогенная детонация в режиме Чепмена — Жуге, так как крайние условия во многих классических задачах соответствуют именно этому режиму (отражение волны детонации от стенки, распространение от свободной поверхности, расходящаяся волна [1, 2]).

Система уравнений, описывающая законы сохранения в случае стационарного распространения одномерной волны детонации по монодисперсной смеси капель горючего и газообразного окислителя. в координатах, связанных с фронтом, имеет вид

$$\begin{aligned} \rho_0 u_0 + n_0 m_0 u_0 &= \rho u + n m u_K, & n_0 u_0 &= n u_K, \\ p_0 + \rho_0 u_0^2 + n_0 m_0 u_0^2 &= p + \rho u^2 + n m u_K^2, & (1) \\ \rho_0 u_0 \left( \frac{u_0^2}{2} + \frac{\gamma_0}{\gamma_0 - 1} \frac{p_0}{\rho_0} \right) + n_0 m_0 u_0 \left( \frac{u_0^2}{2} + C_K T_0 \right) + Q u_0 &= \rho u \left( \frac{u^2}{2} + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \right) + \\ &+ n m u_K \left( C_K T_K + \frac{u_K^2}{2} \right). \end{aligned}$$

Здесь  $\gamma$ ,  $u$ ,  $p$ ,  $\rho$  — показатель изэнтропии, массовая скорость, давление, плотность газовой фазы;  $n$ ,  $m$ ,  $C_K$ ,  $T$  — число капель в единице объема, масса капли, удельная теплоемкость жидкой фазы и ее температура. Индексами 0 и  $K$  обозначены величины перед разрывом и параметры капель горючего в потоке за фронтом. При записи (1) учтено, что объем, занимаемый конденсированной фазой, мал по сравнению с объемом газообразного окислителя. Кроме того, поскольку в процессе дробления капли теряет массу в виде мелкодисперсной компоненты, то капли, входящие в состав последней, не учитываются в законах сохранения (1) [3, 4].

Рассматриваемый гетерогенный режим обладает характерной особенностью. Формирование горючей смеси, отвечающей быстрым процессам тепловыделения, связанным с фронтом, происходит в условиях, определяемых набегающим на каплю газовым потоком. Свойства последнего, в свою очередь, зависят от интенсивности распространяющейся волны. В процессе создания смеси из капель с начальными размерами больше  $10^{-4} - 10^{-5}$  м основную роль играет гидродинамический механизм очищения пограничного слоя, дробления и турбулентного рассеяния вещества капли в окислителе, обусловленный большим различием плотностей конденсированной и газовой фаз. Механизмы диффузии и теплопередачи на расстояниях, порядка указанных размеров капли и более, обеспечивают скорости тепловыделения, значительно меньшие по сравнению со скоростью сгорания горючей смеси, подготовленной на начальной стадии дробления [5—7], и поэтому играют ведущую роль только в процессах догорания.

Интерес представляет  $Q$  — аналог энергии взрывчатого превращения, используемой в классической теории детонации газов [1, 2]. В рассматриваемом случае  $Q$  есть функция, зависящая от возможности сгорания определенной массы капли рассматриваемого жидкого топлива в заданном потоке окислителя внутри зоны, энерговыделение в которой идет на поддержание разрыва,

$$Q = H \rho_0 f. \quad (2)$$

Здесь  $H$  — удельная теплота сгорания топлива;  $f$  — функция начального диаметра капли. Величина  $Q$  зависит также от числа Рейнольдса, вязкости сред, параметра, определяющего влияние индукционных процессов, взаимных коэффициентов диффузии паров и газа, коэффициентов теплопроводности жидкой и газообразной фаз,

теплоемкости. В общем случае  $f$  — сложная зависимость, отражающая влияние указанных параметров на процесс подготовки рабочего объема быстрой фазы горения.

Оценим вид функции  $f$ . Экспериментально установлено [7, 8], что в потоках за ударными волнами, имеющими скорость, меньше определенной  $u_m$ , капли не воспламеняются. Отсюда следует

$$f = f_1 \Theta(u_0 - u_m), \quad (3)$$

где  $u_m$  — функция параметров, указанных в (2), но основными механизмами, определяющими ее вид, являются диффузия и теплопроводность [6];  $\Theta(y)$  — функция Хевисайда.

Поскольку образование паров топлива есть процесс рассредоточения некоторого количества конденсированного вещества, первоначально содержащегося в капле в объеме окислителя, граничащего с последней, то в зависимости от величины  $n_0$  функция  $Q_1 = H \rho_0 f_1$  записывается в двух видах. Если объемы, занимаемые парогазовой фазой одной капли в момент горения, не перекрываются ( $n_0$  мало), имеем

$$Q_1 = \rho_* n_0 q w \alpha. \quad (4)$$

Здесь  $\rho_*$  — плотность сжатого окислителя;  $q$  — энергия, выделяющаяся при полном сгорании единицы массы окислителя;  $w$  — объем, образованный топливом индивидуальной капли и являющийся функцией динамических параметров из (2);  $\alpha$  — функция, учитывающая неоднородность полей концентрации окислителя и горючего в объеме следа  $w$ . Когда значение  $n_0$  большое и в момент сгорания следы капель перекрываются,

$$Q_1 = \rho_0 q \alpha. \quad (5)$$

Дальнейшее уточнение вида  $Q$  затруднено сложной взаимосвязанностью процессов срыва пограничного слоя, турбулентного перемешивания, диффузии, теплопередачи.

При известных  $m$ ,  $u_k$  и выполнении условия Чепмена — Жуге система (1) с учетом (3) — (5) полностью определяет не только параметры возможного режима, но и пределы его существования. Предположим, что  $m = 0$ , тогда из (1) следует

$$\begin{aligned} u_0 &= \sqrt{\frac{\gamma - 1}{2} \left[ (\gamma + 1) \frac{R}{\rho_H} + a_H^2 \frac{\gamma + \gamma_0}{\gamma_0 (\gamma_0 - 1)} \right]} + \\ &+ \sqrt{\frac{\gamma + 1}{2} \left[ (\gamma - 1) \frac{R}{\rho_H} + a_H^2 \frac{\gamma - \gamma_0}{\gamma_0 (\gamma_0 - 1)} \right]}, \quad (6) \\ p &= p_0 + \frac{\rho_H u_0^2}{(\gamma + 1)} \left( 1 - \frac{\gamma}{\gamma_0} \frac{a_H^2}{u_0^2} \right), \quad u = \frac{\gamma u_0}{(\gamma + 1)} \left( 1 + \frac{1}{\gamma_0} \frac{a_H^2}{u_0^2} \right), \\ \rho &= \frac{\rho_H (\gamma + 1)}{\left( \gamma + \frac{\gamma}{\gamma_0} \frac{a_H^2}{u_0^2} \right)}. \end{aligned}$$

Здесь  $\rho_H = \rho_0 + n_0 m_0$ ;  $R = (Q + n_0 m_0 C_k T_0)$ ;  $a_H^2 = \gamma p_0 / \rho_H$ . Первое уравнение (6) с учетом (4), (5) определяет пределы гетерогенной детонации.

В качестве примера рассмотрим следующее приближение. Считаем  $C_k T_0 \ll q$ ,  $\rho_H a_H^2 \ll R$ ,  $\gamma_0 = \gamma$ . Обозначим  $\psi = \frac{u_m^2}{2(\gamma^2 - 1)}$ ,  $s = n_0 m_0$ . Из условия Чепмена — Жуге имеем

$$\rho_* = (\gamma + 1) \rho_0 / \gamma. \quad (7)$$

Считаем  $w$  равным геометрическому объему следа капли в момент сгорания. Это допущение оправдывается малой величиной скорости процессов диффузии и теплопроводности [5]. Из работ [4, 6, 7] следует, что для капель с начальным диаметром  $d_0 \sim 10^{-3}$  м  $w = B \pi d_0^3 / 6$ , где  $B = \text{const} = 230$ , т. е.  $w$  не зависит от параметров, указанных в (2). Отсюда можно видеть, что усредненная концентрация паров топлива в следе значительно выше стехиометрической. Поскольку точных данных о полях концентраций нет, положим  $\alpha = 1$ . Это соответствует допущению о полном выгорании невязанного кислорода в объеме следа. Подстановкой (7) и (4) (последнее справедливо при  $(\alpha + 1) w \cdot n_0 / \gamma < 1$ ) в (6) с учетом упрощений рассматриваемого приближения получаем, воспользовавшись (3), значение нижнего концентрационного предела распространения режима гетерогенной детонации

$$s \geq s_1 = \rho_0 k / (k - 1), \quad k = \gamma \psi \rho_H / (\gamma + 1) \rho_0 q B. \quad (8)$$

Аналогично с помощью (5), (6) и (3) при  $(\gamma+1)wn_0/\gamma \geq 1$  находим верхнюю границу

$$s \leq s_2 = \rho_0(q/\psi - 1). \quad (9)$$

Физический смысл найденных пределов состоит в том, что удельной энергии тепловыделения  $q_1 = R/\rho_n$  соответствуют определенные амплитуда и скорость волны. Уменьшение концентрации капель, приводящее к значениям  $q_1$ , соответствующим  $n_m$ , определяет нижний предел. Соответственно, значительным концентрациям отвечает большое значение  $\rho_n$ , определяемое при  $Q$  и ограниченное величиной плотности окислителя. И в этом случае с ростом  $n_0$  (или  $m_0$ ) величины  $q_1$ ,  $u_0$  уменьшаются до значений, соответствующих появлению верхнего концентрационного предела.

Например, для капель топлива типа керосина в кислороде при нормальных начальных условиях, приняв  $u_m = 3\sqrt{\gamma_0 p_0 / \rho_0}$  [5, 7, 8], получим  $s_1 = 0,237 \text{ кг/м}^3$ ,  $s_2 = 14,58 \text{ кг/м}^3$ . При наличии более точных экспериментально или теоретически определенных функций  $w$  и  $\alpha$  можно уточнить (8), (9) или получить более строгие оценки, воспользовавшись (6). Допущение  $\alpha = 1$  имеет следствием наличие  $q_g \neq 0$  в среде после прохождения первой волны только тогда, когда выполнено условие  $(\gamma+1)/\gamma \cdot wn_0 < 1$ .

В заключение отметим, что найденные пределы гетерогенной детонации шире, чем пределы для паровоздушных смесей аналогичных горючих, и сдвинуты в область больших концентраций топлива. Физически это оправдывается гетерогенностью взвеси. Влияние концентрационных пределов паргазовых смесей в общепринятом смысле в неявном виде учитывается зависимостью (3).

Поступила в редакцию  
12/VI 1979

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, А. С. Компанеев. Теория детонации. М., 1955.
2. К. П. Станюкович. Неустойчивые движения сплошной среды. М., Наука, 1971.
3. А. А. Борисов, Б. Е. Гельфанд и др. Докл. АН СССР, 1970, 190, 3, 621.
4. A. A. Ranger, J. A. Nicholls. AIAA J., 1969, 7, 2.
5. С. А. Губин, А. А. Борисов и др. ФГВ, 1978, 14, 1, 90.
6. T. H. Pierce, C. W. Kauffmann, J. A. Nicholls. AIAA paper, 1975, 163.
7. C. W. Kauffmann, J. A. Nicholls. AIAA J., 1971, 9, 5.
8. А. Вежба. ФГВ, 1974, 10, 5, 710.

#### О РАСПРОСТРАНЕНИИ ДЕТОНАЦИИ В ПОЛОСЕ, ИМЕЮЩЕЙ УГЛЫ ПОВОРОТА

С. А. Повиков, В. И. Шутов  
(Москва)

В практике применения взрывчатых веществ достаточно часто бывают случаи, когда детонирующее вещество размещается на поверхности инертного вещества или в каналах, выполненных в виде прутков или полос, имеющих углы поворота. Примером могут служить так называемые взрывные «задержки времени» для синхронизации запуска измерительной аппаратуры с возникновением изучаемого явления.

Согласно принципу Гюйгенса, при наличии поворотов в слое ВВ детонация должна распространяться по кратчайшему пути (линия  $ABCD$  на рис. 1, а), т. е. время распространения детонационной волны от точки  $A$  до точки  $D$  должно рав-

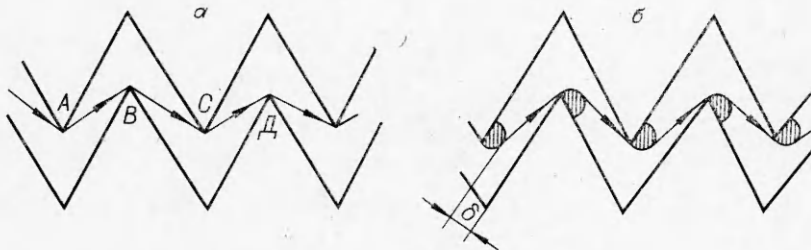


Рис. 1.