

Аналогично для плоскопараллельного очага получены следующие выражения:

$$\tau_B = 1 + (8\Theta_0 \tau_B^{5/2} / \pi^{1/2} \delta^{3/2}) \exp(-\delta/4\tau_B).$$
$$\delta_* = 4 \ln \{2e\Theta_0 (1 + 6/\delta_*) / \sqrt{\pi\delta_*}\}.$$

В заключение отметим, что развитая схема решения задачи может быть применена к исследованию других форм очага, с иными условиями на границе (например, с конвективным теплообменом), а также для очагов с распределенной начальной температурой, при известном положении ее максимума.

Поступила в редакцию
29/V 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Дубовик, В. К. Бобоев. Чувствительность жидких взрывчатых систем к удару. М., Наука, 1978.
2. J. Zinn. J. Chem. Phys., 1962, 36, 7.
3. T. Boddington. 9-th Symp. on Comb. Acad. Press, New York — London, 1963.
4. M. H. Friedman. Trans. Faraday Soc., 1963, 59, 8.
5. P. H. Thomas. Comb. and Flame, 1965, 9, 4.
6. H. E. Goheen. J. Math. and Phys., 1949, 28, 2.
7. А. Г. Мержанов, В. В. Барзыкин, В. Г. Гонтковская. Докл. АН СССР, 1963, 148, 2.
8. A. G. Merzhanov. Comb. and Flame, 1966, 10, 4.
9. P. H. Thomas. Comb. and Flame, 1973, 21, 1.

ЗАМКНУТАЯ МОДЕЛЬ ПРЯМОГО ИНИЦИИРОВАНИЯ ГАЗОВОЙ ДЕТОНАЦИИ С УЧЕТОМ НЕУСТОЙЧИВОСТИ. II. НЕТОЧЕЧНОЕ ИНИЦИИРОВАНИЕ

В. Ю. Ульяницкий
(Новосибирск)

Разработанная в [1] модель описывает процесс инициирования при точечном и мгновенном выделении энергии и позволяет рассчитать в этом случае критическую энергию. Однако в реальных задачах невозможно полностью удовлетворить условию точечности и мгновенности энерговыделения. Как показывают эксперименты [2, 3], критическая энергия при определенных условиях существенно зависит от пространственно-временных характеристик энерговыделения.

Цель настоящей работы — выяснить влияние пространственно-временных характеристик источника на процесс инициирования и установить критерий точечности и мгновенности энерговыделения. В работе используются следующие обозначения: p , ρ , T — давление, плотность и температура смеси соответственно; E_u — энергия (энергия на единицу длины, энергия на единицу площади) источника инициирования при $\nu = 3$ (2, 1); Q — химическая энергия смеси на единицу массы; D , M — скорость и число Маха ударной волны соответственно; D_0 , M_0 — скорость и число Маха детонации Чепмена — Жуге; γ — показатель адиабаты; τ — период индукции; A — константа в формулах для периода индукции; E_a — энергия активации; R — газовая постоянная; ρ_a — плотность смеси при атмосферном давлении; α — параметр сильного точечного взрыва; ν — показатель размерности ($\nu = 1, 2, 3$); r , t — координаты фронта ударной волны. Индексы: 0 — начальное состояние; 1 — точка

разделения ударного фронта и фронта горения; 10 — состояние за фронтом ударной волны, скорость которой равна D_0 ; параметры со звездочкой соответствуют критической точке.

Модель инициирования с учетом пространственно-временных характеристик источника

Пусть во взрывчатой смеси область радиуса r_0 заполнена инертным газом с такими же, как у смеси, значениями ρ_0 , T_0 , γ_0 . При точечном взрыве с энергией E_u в центре этой области движение ударной волны, описывающееся на начальном участке до r_1 (r_1 — координата первого после r_0 разделения) решением задачи о сильном точечном взрыве в инертной среде, согласно модели [1], после выхода в реагирующую смесь при достаточном значении E_u начинает носить пульсирующий характер. Установим связь между размером этой области r_0 и энергией источника, необходимой для возбуждения детонации во взрывчатой смеси.

Следуя [1], для скорости ударной волны в произвольной точке разделения r_1 ($r_1 \geq r_0$) получим выражение

$$D_1^2 = D_0^2 \left[\frac{4E_u}{(\nu+2)^2 \alpha \rho_0 D_0^2 r_1^\nu} + q(D_1) (r_1^\nu - r_0^\nu) / r_1^\nu \right], \quad (1)$$

которое учитывает отсутствие химической энергии в области, занятой инертным газом, а зависимость тепловыделения от скорости перешагнутой детонационной волны будет учитываться с помощью формулы

$$D_1^2 = D_0^2 [(\varepsilon')^l + 1]^{1/l}, \quad (2)$$

где $\varepsilon' = \frac{4E_u}{(\nu+2)^2 \alpha \rho_0 D_0^2 r_1^\nu}$; $E'_u = \left[E_u^l - \left(\frac{(\nu+2)^2}{4} \alpha \rho_0 D_0^2 r_0^\nu \right)^l \right]^{1/l}$. После алгебраических преобразований в (2) и сопоставления результата с (1), получим формальную зависимость

$$q(D_1) = \frac{d_1^2 (d_H^{2l} - 1)^{1/l} - d_H^2 (d_1^{2l} - 1)^{1/l}}{(d_H^{2l} - 1)^{1/l} - (d_1^{2l} - 1)^{1/l}}, \quad (3)$$

где $d_1 = D_1/D_0$; $d_H = \frac{4E_u}{(\nu+2) \alpha \rho_0 D_0^2 r_0^\nu}$.

И качественно, и количественно (3) мало отличается от (9) из [1], в частности, при $l=1$ обе формулы дают $q(D_1) = 1$, а при $r_0 \rightarrow \infty$ (3) переходит в (9) из [1], т. е. варьируя l в (2), можно (см. [1]) учитывать влияние изменения величины теплового эффекта реакции за счет смещения химического равновесия при повышении температуры за фронтом на движение перешагнутой детонационной волны. Используя (2) и критерий инициирования детонации из [1], получим

$$r_1 > \nu A D_1 \beta_{T_1} \left(\frac{\rho_a}{\rho_1} \right)^{\nu} \frac{E_a}{RT_1} \exp \left(\frac{E_a}{RT_1} \right), \quad (4)$$

где $\beta_{T_1} = \frac{d(\ln T_1)}{d(\ln D_1^2)}$. Решение (4) в координатах E' и r_1 представлено на рис. 1 (заштрихованная область). Видно, что при $r_0 \leq r_*$ критические параметры E'_* и r_* можно найти по аналогии с [1]. Тогда

$$\varepsilon'_* = \left(\nu \beta_{10} \frac{E_a}{RT_{10}} - 1 \right)^{-1/l} = \varepsilon_*, \quad (5)$$

т. е. ε'_* численно равно ε_* для точечного инициирования.

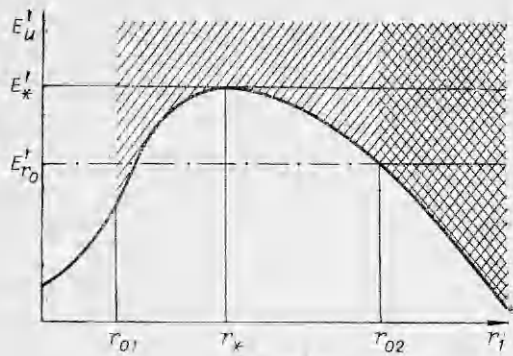


Рис. 1.

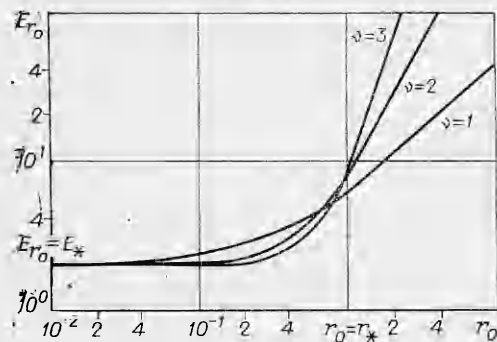


Рис. 2.

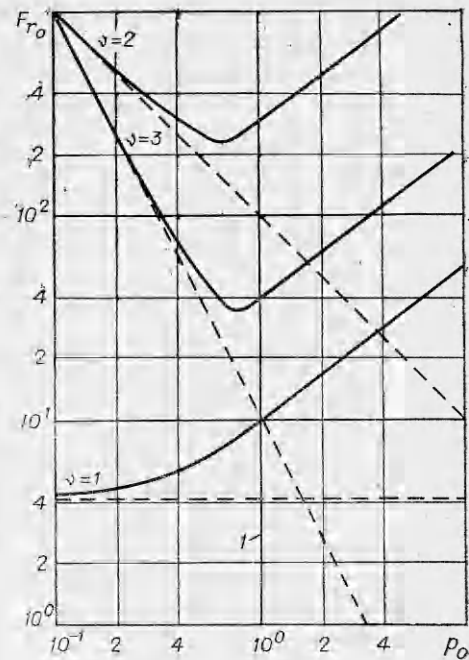


Рис. 3.

Обозначая критическую энергию неточечного инициирования E_{r_0} и раскрывая ε_* , из (5) получим

$$E_{r_0} = E_* \left[1 + \left(\frac{r_0^v}{\varepsilon_* r_*^v} \right)^l \right]^{1/l}, \quad (6)$$

где E_* , r_* и ε_* — критические параметры точечного инициирования. Рис. 1 также показывает, что при $r_0 \geq r_*$ (область решения покрыта двойной штриховкой) критические параметры r_0 , D_{r_0} находятся из системы

$$r_0 = \nu A D_{r_0} \beta r_0 \left(\frac{\rho_a}{\rho_{r_0}} \right)^n \frac{E_a}{RT_{r_0}} \exp \left(\frac{E_a}{RT_{r_0}} \right), \quad (7)$$

$$E_{r_0} = \frac{(\nu + 2)^2}{2} \alpha \rho_0 D_{r_0}^2 r_0^{\nu}. \quad (8)$$

Явную зависимость D_{r_0} от r_0 получить, к сожалению, не удастся. Однако, учитывая сильную экспоненциальную зависимость r_0 от E_a/RT_{r_0} (при изменении E_a/RT_{r_0} всего вдвое r_0 меняется на два порядка), критическую энергию при $r_0 \geq r_*$ в большом диапазоне изменения r_0 ($1 \leq r_0/r_* \leq 10^3$), охватывающем практически все реальные задачи, можно оценить с точностью не хуже $\pm 50\%$ по формуле

$$E_{r_0} = E_{r_*} \left(\frac{r_0}{r_*} \right)^{\nu - \mu}, \quad (9)$$

где E_{r_*} — критическая энергия при $r_0 = r_*$; μ принимает значения от 0,2 до 0,3 при $5 \leq E_a/RT_{10} \leq 15$. Практически не ухудшая указанной точности, для всех смесей можно брать $\mu = 0,25$.

Объединяя (6) и (9), получим непрерывную приближенную зависимость E_{r_0} от r_0

$$\begin{aligned} E_{r_0} &= E_* \left[1 + \left(\frac{r_0^v}{\varepsilon_* r_*^v} \right)^l \right]^{1/l}, \quad 0 \leq r_0 < r_*, \\ E_{r_0} &= E_* (1 + 1/\varepsilon_*^l)^{1/l} \left(\frac{r_0}{r_*} \right)^{v-\mu}, \quad r_0 \geq r_*, \end{aligned} \quad (10)$$

качественное поведение которой в логарифмических координатах при различных ν приведено на рис. 2. Видно, что при $r_0 \ll r_*$ E_{r_0} совпадает с критической энергией точечного инициирования (не зависит от r_0), а при $r_0 > r_*$ $E_{r_0} \sim r_0^{v-\mu}$.

Связь критической энергии инициирования с начальной плотностью (давлением) при фиксированном r_0 также определяется формулами (10) с учетом, что $r_* \sim \rho_a/\rho_0 \sim 1/p_0$ и $E_* \sim (\rho_a/\rho_0)^{v-1} \sim p_0^{1-\nu}$. Из рис. 3, где приведены качественные графики этой зависимости при различных ν , видно, что при p_0 , соответствующем $r_0 \approx r_*$, характер зависимости резко меняется и критическая энергия начинает увеличиваться с ростом p_0 (штриховые линии — графики $E_*(p_0)$).

Для оценки связи критической энергии с продолжительностью энерговыделения рассмотрим ударную волну, расходящуюся из центра области, занятой инертным газом, в объем за фронтом которой подводится энергия от внешнего источника с временной зависимостью вида $E_u = \dot{E}(t) = ct^z$. Ударную волну будем считать сильной ($p_0 = 0$) и пренебрежем начальным размером области энерговыделения. Тогда для радиуса ударной волны при $0 < r \leq r_0$ из соображений размерности имеем

$$r \sim (E(t)t^2/\rho_0)^{1/2+\nu} \sim t^{(z+2)/(v+2)}. \quad (11)$$

Обезразмеривая (11) с помощью r_* , получим

$$r/r_* = (t/t_z)^{(z+2)/(v+2)}, \quad (12)$$

где t_z — время, за которое волна пройдет расстояние r_* . Полагая, что при $t = t_0$ энерговыделение прекращается, а радиус ударной волны в этот момент равен r_0 , из (12) можно получить

$$r_0/r_* = (t_0/t_z)^{(z+2)/(v+2)} \quad \text{и} \quad r_0/t_0 = (v+2)/(z+2) \cdot D_{r_0}. \quad (13)$$

При $z \geq \nu$ приближение $p_0 = 0$ неверно для начального участка движения волны; однако легко показать, что реальное время t'_0 , за которое волна пройдет расстояние r_0 , отличается несущественно от t_0 , рассчитанного по (13). Действительно, $t'_0 = r_0 \bar{D}$, где $c_0 < \bar{D} < D'_{r_0}$ (c_0 — скорость звука). Поскольку при прямом (ударном) инициировании критическая энергия много больше тепловой энергии начального состояния, то $D'_{r_0} \approx D_{r_0}$. С другой стороны $\bar{D} \geq \frac{\nu+2}{z+2} D'_{r_0} \approx \frac{\nu+2}{z+2} D_{r_0}$, так как при учете p_0 уже в начальный момент $t=0$ скорость волны равна c_0 . Сравнивая t'_0 с t_0 из (13), получим $1 > t'_0/t_0 > (v+2)/(z+2)$. Ограничиваясь в дальнейшем $z \leq 4$, будем иметь небольшую погрешность при расчете t_0 по (13).

Как показано в [1], $D_* \approx D_0$, тогда $t_z \approx (z+2)/(v+2) \cdot r_*/D_0$. Полагая, что после окончания энерговыделения и до первого разделения ($r_0 \leq r \leq r_1$) движение ударной волны по взрывчатой смеси описывается решением задачи о сильном точечном взрыве в инертной среде, воспользуемся для оценки критической энергии решением предыдущей задачи. Вводя критическую энергию при распределенном во времени энерговыделении и используя (10) и (13), получаем

$$\begin{aligned}
 E_{t_0} &= E_* [1 + (t_0^{\nu\lambda}/\varepsilon_* t_z^{\nu\lambda})^l]^{1/l}, \quad 0 < t_0 \leq t_z, \\
 E_{t_0} &= E_* (1 + 1/\varepsilon_*^l)^{1/l} (t_0/t_z)^{\lambda(\nu-\mu)}, \quad t_0 \geq t_z,
 \end{aligned}
 \tag{14}$$

где $\lambda = (z + 2)/(\nu + 2)$. Анализ показывает, что при $z < 2(\nu - \mu)/(2 + \mu)$ графики зависимости энергосвечения от времени $E(t) = E_{t_0}(t/t_0)^z$, (рис. 4, 3, 5) пересекаются с графиком зависимости (14) (рис. 4, 1) лишь при $t_0 \leq t_z$. Это означает, что при таких z , при достаточной интенсивности энергосвечения $E_{t_0} \approx E_*$ ($1 \leq E_{t_0}/E_* < (1 + 1/\varepsilon_*^l)^{1/l}$, $\varepsilon_* \geq 0,2$), либо, при недостаточной интенсивности, прямое инициирование невозможно.

При $z \geq 2(\nu - \mu)/(2 + \mu)$ кривые энергосвечения (см. рис. 4, 4, 6) всегда пересекают кривую зависимости (14) (см. рис. 4, 2), т. е. инициирование возможно при любой интенсивности (при достаточной продолжительности энергосвечения t_0 детонацию можно возбудить всегда). Из (14) видно, что графики $E_{t_0}(t_0)$ и $E_{t_0}(p_0, t_0 = \text{const})$ качественно подобны графикам $E_{r_0}(r_0)$ и $E_{r_0}(p_0, r_0 = \text{const})$ на рис. 2, 3. Полученные результаты позволяют сформулировать критерий точности инициирования.

Иницирование можно считать точным и мгновенным, а критическую энергию с точностью $\pm 50\%$ равной E_* , если для времени t_0 и радиуса зоны энергосвечения r_0 выполняются условия

$$r_0 \leq r_*/2, \quad t_0 \leq r_*/2D_0.$$

Используя (10), можно показать, что эти условия выполняются при $U_0 \geq 10D_0^2\rho_0$, где U_0 — средняя плотность энергии за фронтом инициирующей волны в момент окончания энергосвечения.

Сравнение с экспериментом

Оценим критические параметры для инициирования детонации в результате распада области повышенного давления (p_x, r_0') во взрывчатой смеси. В начальный момент давление на фронте возбуждаемой ударной волны $p_{r_0'} \approx 2/(\gamma + 1) \cdot \rho_0 D_{r_0}^2$. Согласно расчетам [5] (до момента возбуждения реакции распад в реагирующей смеси описывается распадом в инертном газе), для сильной ударной волны $p_x \approx 3p_{r_0'}$. Тогда энергия в области повышенного давления $E_{r_0'} = \frac{p_x V}{\gamma - 1} \approx \frac{8\pi\rho_0 D_{r_0}^2 (r_0')^3}{(\gamma^2 - 1)}$. Разделив это выражение на (8), получаем

$$\frac{E_{r_0'}}{E_{r_0}} = \frac{8\pi}{6,25\alpha(\gamma^2 - 1)} \frac{D_{r_0}^2}{D_{r_0}^2} \left(\frac{r_0'}{r_0}\right)^3. \tag{15}$$

Чтобы установить связь между $E_{r_0'}$ и E_{r_0} , сопоставим источники инициирования (модельный источник с E_{r_0} , описанный выше, и область повышенного давления с $E_{r_0'}$), у которых скорости ударной волны в точке выхода во взрывчатую смесь (при r_0 и r_0' соответственно) совпадают. Поскольку спад скорости в волне от распада на начальном участке $r_0 \leq r \leq 2r_0$ можно приближенно описать зависимостью $D^2 = D_{r_0}^2 (r_0'/r)^{1,9}$ [5], то, согласно [1], критический размер области r_0' определяется выражением (7), где $\nu = 1,9$. Тогда при $D_{r_0'} = D_{r_0}$ получим $r_0'/r_0 = 1,9/3$ или,

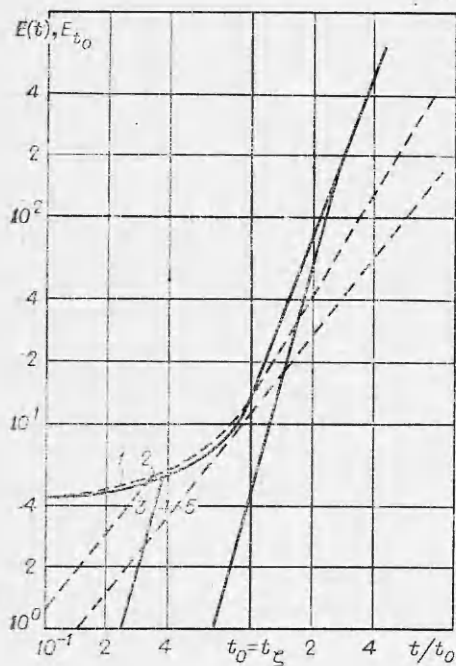


Рис. 4.

поскольку $\alpha(\gamma^2 - 1) \approx 1$, из (15) следует $E_{r_0} \approx E_{r_0}$, т. е. критическую энергию иницирования распадом области повышенного давления можно оценить по формулам (10).

Поскольку иницирование во внутренней области $r_b < r_0$ ранее невозможно нигде, кроме как на фронте иницирующей волны, так как $E_{r_b} < E_{r_0}$, то соотношения (10)

можно использовать для оценки критической энергии и тогда, когда энергия выделяется непосредственно в реакционноспособную среду (например, лазерный или электрический разряд).

В [1] отмечалось, что различие между теоретической критической энергией точечного сферического иницирования детонации в смеси $2C_2H_2 + 5O_2$ при высоких давлениях и установленной в экспериментах по иницированию этой смеси лазерным разрядом [2], по-видимому, объясняется тем, что при этих давлениях иницирование носит неточечный характер. К сожалению, в [2] не приводятся данные о размере области энерговыведения; однако сведения о размере области фокусировки в [6] и замечание в [7] об эллиптичности зоны энерговыведения в [2] позволяют предположить, что при $p_0 = 100$ торр иницирование является существенно неточечным. На рис. 5 приведены экспериментальные данные [2] и расчетная зависимость $E_{r_0}(p_0)$, описываемая формулами (12), в предположении, что максимальный размер области энерговыведения $r_0 = 3$ мм.

В работах [3, 8] проводились эксперименты по изучению связи критической энергии цилиндрического иницирования с продолжительностью энерговыведения в смеси $2C_2H_2 + 5O_2$ при $p_0 = 100$ торр. Иницирование проводилось электрическим разрядом; из [8] следует, что участок выделения основной части энергии описывается формулой $E(t) = ct^z$, где

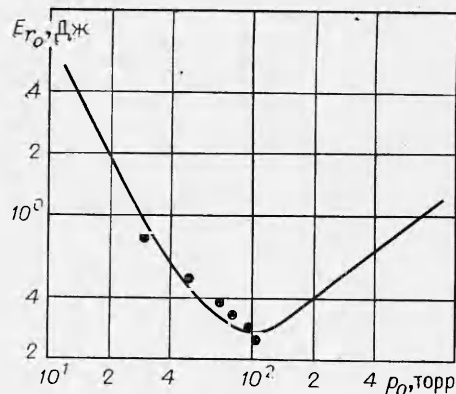


Рис. 5.

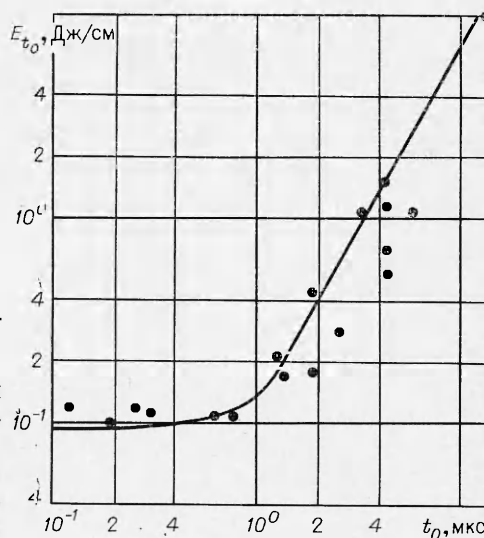


Рис. 6.

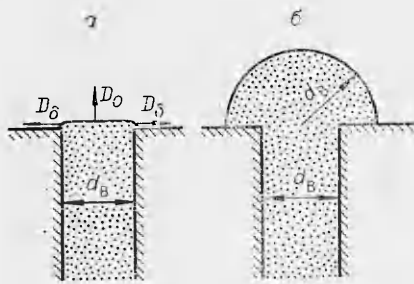


Рис. 7.

$z \approx 2,3$. На рис. 6 приведены экспериментальные данные [3] и расчетная зависимость, описываемая формулами (14) при $z = 2,3$.

В [3] также отмечается, что при использовании синусоидального разряда критическая энергия определялась выделением энергии только в течение первой четверти периода; дальнейшее выделение энергии не оказывало влияния на инициирование, что находится в полном соответствии с выводами рассматриваемой модели, поскольку, как уже отмечалось, в цилиндрическом случае при $z < 2(\nu - \mu)/(2 + \mu) = 1,6$ выделение сколь угодно большой энергии не может привести к критическим условиям, если они не выполняются на участке, где $z \geq 1,6$.

Рассмотрим два специфических случая неточечного инициирования.

Линейное инициирование. Экспериментально установлено [9—11], что при выходе детонационной волны из узкого канала в полупространство существует минимальный размер канала, при котором детонация в полупространстве возбуждается. Схема выхода волны из канала приведена на рис. 7. В начальный момент скорость движения волны в боковом направлении D_δ , согласно экспериментам [12], равна $D_0/2$. Центральный участок фронта движется со скоростью D_0 до тех пор, пока боковая волна разрежения не достигнет центра. Поскольку скорость звука в продуктах детонации $c_n \approx D_0/2$ [4], то к моменту, когда разгрузка с боков дойдет до центра и сорвет химическую реакцию во всем объеме за фронтом, центральный участок фронта пройдет расстояние d_n , равное ширине канала. Форма волны в этот момент, как показывают эксперименты [12], близка к сферической (цилиндрической) (см. рис. 7). Для оценки примем, что весь объем за фронтом волны в этот момент заполнен продуктами детонации в состоянии Чепмена — Жуге. Тогда дальнейшее возбуждение детонации в полупространстве можно рассматривать как сферическое (цилиндрическое) инициирование ударной волной, возникающей при распаде области повышенного давления с параметрами p_n (давление в состоянии Чепмена — Жуге и $r_0 = d_n$). В сферическом случае энергия газа внутри такой области

$$E = \frac{p_n V}{\gamma_n - 1} \approx \frac{D_0^2 \rho_0 V}{\gamma_n^2 - 1} - \frac{D_0^2 \rho_0}{\gamma_n^2 - 1} \frac{4\pi}{3} r_0^3, \quad (16)$$

тогда на основании (8) и (16) имеем

$$D_{r_0}^2 = D_0^2 \frac{4\pi}{3(\gamma_n^2 - 1)6,25\alpha}.$$

Представим $D_{r_0}^2$ в виде

$$D_{r_0}^2 = D_0^2 (1 - \delta), \quad \delta = \left(1 - \frac{0,67}{(\gamma_n^2 - 1)\alpha}\right).$$

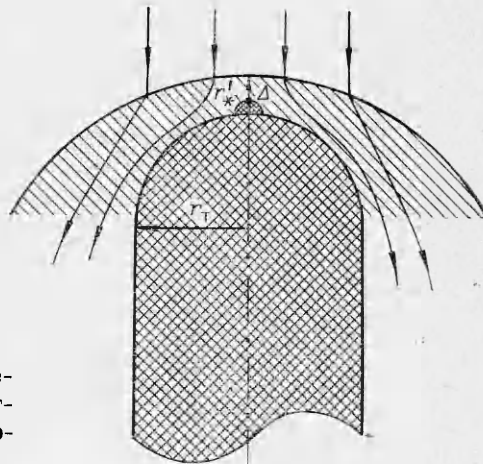


Рис. 8.

Поскольку $\delta = 0,15 \div 0,25$ для всех взрывчатых смесей, то, используя приближенную формулу для температуры в ударной волне $T_{r_2} = T_{10}(1 - \beta_{10}\delta)$ [1], можно получить достаточно простое выражение, связывающее d_b с критическим радиусом r_* ,

$$d_b \approx \left(1 + \frac{\delta + \varepsilon_*^i}{2}\right) \exp\left[\beta_{10}(\delta + \varepsilon_*^i) \frac{E_a}{RT_*}\right] r_*, \quad (17)$$

справедливое и для цилиндрического случая, причем величина δ практически не зависит от размерности. Более того, с точностью $\pm 50\%$ для оценки минимальной ширины канала для всех смесей и размерностей задачи можно пользоваться формулой

$$d_b = 1,2 \exp(0,25 E_a/RT_{10}) r_*.$$

Для смеси $2C_2H_2 + 5O_2$ при $p_0 = 1$ атм в сферическом случае расчет по формуле (17) дает $d_b = 1,4$ мм, эксперимент [9] — 2,5 мм. Для $2H_2 + O_2$ расчет дает $d_b = 11$ мм, эксперимент [9] — 19 мм. Различие объясняется тем, что в экспериментах [9] скорость детонации на 5% (соответственно температура T_{10} на 10%) ниже расчетной. Сравнение с экспериментами для других смесей из [9] провести не удается ввиду отсутствия расчетов параметров стационарной детонации. Согласно [10], в случае цилиндрической симметрии для $2C_2H_2 + 5O_2$ $d_b = 5 \div 7 a$, где a — поперечный размер элементарной ячейки стационарной волны. Расчет по формуле (17) дает $d_b = 4 r_*$, учитывая, что при $\nu = 2$ для этой смеси $r_* \approx 1,3 a$, получим полное соответствие расчета и эксперимента [10].

Иницирование летящим телом. Детонацию во взрывчатой смеси можно возбудить телом, движущимся по смеси со сверхзвуковой скоростью. В этом случае критическому режиму соответствуют некоторая скорость тела D_t и его поперечный размер r_t .

На рис. 8 представлена схема обтекания движущегося со сверхзвуковой скоростью тела со сферической передней частью. Согласно [13], расстояние Δ , на которое отходит порождаемая летящим телом ударная волна, в рассматриваемом диапазоне интенсивностей ударной волны ($2,5 < M \sim M_0$) практически не зависит от ее скорости и определяется только геометрией головной части. В частности, для цилиндрических тел при изменении формы передней части от сферы до плоскости, перпендикулярной оси цилиндра, Δ лежит в интервале $0,2 r_t \leq \Delta \leq 0,6 r_t$ (r_t — радиус цилиндра).

В зоне, содержащей ударно-сжатую смесь, перед головной частью летящего тела плотность в σ_t раз выше плотности исходной смеси и, согласно (10), при $r_t \geq r_*$ химической энергии газа, заключенного в этой области, заведомо достаточно для иницирования детонации в исходной смеси, т. е. при $r_t \geq r_*$ для иницирования во всем объеме достаточно возбудить детонацию в указанной зоне.

В соответствии с критерием иницирования [1], детонация в ударно-сжатой смеси перед головной частью летящего тела будет возбуждаться, если период индукции для частицы, пересекающей фронт ударной волны, истечет за время пребывания ее в зоне перед головной частью, поскольку при выходе из этой зоны частица попадает в волну разрежения, где ее параметры (T , ρ) быстро падают ниже значений, соответствующих пределу самовоспламенения. Таким образом, критические параметры летящего тела определяются выражением

$$1 = \int_0^{\Delta} \frac{dx}{\tau u},$$

где u — скорость частицы в зоне $0 \leq x \leq \Delta$. Точное аналитическое ре-

шение задачи получить невозможно, однако можно сделать разумные оценки.

В зоне перед головной частью летящего тела за счет торможения потока температура газа дополнительно повышается, а массовая скорость уменьшается. Согласно расчетам [14], для частицы, движущейся по оси симметрии летящего тела, увеличение температуры не превышает 5% от температуры на фронте волны (T_T), а массовая скорость падает практически линейно от величины, равной массовой скорости на фронте (u_T), до нуля. Тогда время прохождения такой частицей расстояния x можно рассчитать по формуле

$$t = (-\Delta/u_T) \ln(1 - x/\Delta), \quad 0 \leq x \leq \Delta. \quad (18)$$

Согласно (18), время прохождения частицей, движущейся по оси, расстояния Δ , равно бескопечности и, следовательно, для ее воспламенения достаточно удовлетворить условиям самовоспламенения за фронтом ударной волны. Однако для инициирования детонации в зоне перед головной частью также существует свой критический радиус r'_* . Для возбуждения детонации необходима вспышка объема радиуса r'_* , т. е. для выbranной частицы время индукции должно истечь на расстоянии $x = \Delta - r'_*$. Расчет показывает, что при числах Маха летящего тела в диапазоне $2,5 \leq M_T \leq M_0$ r'_* лежит в интервале $\Delta/20 < r'_* < \Delta/5$, а слабая (логарифмическая) зависимость t от x позволяет для оценки не рассчитывать r'_* , а выбрать $r'_* = 0,1\Delta$. Тогда, используя (18), для оценки времени пребывания частицы в зоне $\Delta - r'_*$ получим $t_\Delta = 2,3\Delta/u_T = 2,3 kr_T/u_T$, где $k = \Delta/r_T$.

Верхнюю оценку для критического режима инициирования легко получить, рассматривая период индукции при постоянных параметрах, равных параметрам на фронте ударной волны (ρ_T, T_T). Действительно, если период индукции, рассчитанный при $\rho = \rho_T$ и $T = T_T$ истечет раньше t_Δ , то он заведомо истечет в зоне перед головной частью, так как плотность и температура возрастают (период индукции уменьшается) по мере движения частицы по этой зоне. Таким образом, условие заведомого инициирования можно записать следующим образом:

$$2,3 kr_T/u_T < A(\rho_a/\rho_T)^n \exp(E_a/RT_T). \quad (19)$$

Нижнюю оценку получим, полагая, что во всей зоне перед головной частью $T = 1,05 T_T$. Такое завышение температуры учитывает и изменение периода индукции за счет увеличения плотности. Поэтому, если период индукции частицы не истечет за время t_Δ при $T = 1,05 T_T$ и $\rho = \rho_T$, то он заведомо не истечет в зоне перед головной частью летящего тела, т. е. условие отсутствия инициирования имеет вид

$$2,3 kr_T/u_T < A(\rho_a/\rho_T)^n \exp(E_a/1,05 RT_T). \quad (20)$$

Учитывая, что $u_T = D_T \rho_0/\rho_T$, и используя (19) и (20), область критических параметров можно определить неравенством

$$A \frac{D_T \rho_0}{2,3k\rho_T} \left(\frac{\rho_a}{\rho_T}\right)^n \exp\left(\frac{E_a}{1,05RT_T}\right) < r_T < A \frac{D_T \rho_0}{2,3k\rho_T} \left(\frac{\rho_a}{\rho_T}\right)^n \exp\left(\frac{E_a}{RT_T}\right). \quad (21)$$

Поскольку ρ_T и T_T — функции только D_T и начальных параметров смеси, то (21) при заданных начальных параметрах дает интервал для критических размеров и скоростей полета тела. Расчеты показывают, что для практических целей получаемая с помощью (21) оценка вполне достаточна (при заданном r_T неравенство (21) дает 3%-ный интервал для критической скорости). Из (18) и (21) также видно, что связь D_T с r_T в основном определяется выражением $D_T \sim \sqrt{T_T} \sim \left[\ln\left(\ln\frac{\Delta}{r'_*}\right) \right]^{-1/2}$,

т. е. неточность определения r_* действительно слабо влияет на оценку критических параметров летящего тела.

При радиусе летящего тела, близком к критическому ($r_T \approx r_*$), $D_T \approx D_0$. Если же $r_T \ll r_*$, то энергии ударно-сжатой в зоне перед головной частью взрывчатой смеси будет уже недостаточно для инициирования и формулу (21) использовать нельзя. Однако связь r_T и D_T легко получить, используя (7). Иницирование летящим телом в этом случае можно рассматривать как инициирование ударной волной радиуса r_T , имеющей скорость D_T .

Для тел с конической головной частью и присоединенной ударной волной (регулярное обтекание) температура за фронтом ударной волны определяется перпендикулярной составляющей скорости $D_\perp = D_T \sin \varphi$, где φ для больших чисел Маха практически равен половине угла при вершине конуса. Время пребывания частицы в ударно-сжатом состоянии можно оценить по формуле $t_\Delta = r_T / \cos \varphi D_T \sqrt{\sin^2 \varphi / \sigma^2 + \cos^2 \varphi}$ или для углов регулярного обтекания ($\varphi \lesssim 40^\circ$) и больших степеней сжатия $t_\Delta \approx r_T / D_T \cos^2 \varphi$. Тогда для конического тела критические параметры можно оценить с помощью выражения

$$r_T = A D_T \cos^2 \varphi (\rho_a / \rho_T)^n \exp(E_a / RT_T),$$

где ρ_T и T_T — параметры на фронте ударной волны, движущейся со скоростью $D = D_T \sin \varphi$.

В экспериментах [15] детонацию удалось инициировать цилиндрическим телом ($r_T = 7,5$ мм) со сферической передней частью при $D_T = 2000$ м/с и $p_0 = 0,245$ атм в смеси $2\text{H}_2 + \text{O}_2$. При $D_T = 2160$ м/с детонация заведомо возбуждалась.

Расчет по формуле (21) с периодом индукции из [16] полностью согласуется с экспериментами [15], в частности, при указанных выше параметрах смеси и летящего тела величина вычисленной критической скорости лежит в интервале $2040 \div 1990$ м/с.

Сформулируем основные результаты.

1. Разработанная модель прямого инициирования газовой детонации позволяет учесть влияние пространственно-временных характеристик энерговыделения.

2. Критическую энергию при заданных размерах области энерговыделения r_0 и продолжительности процесса выделения энергии t_0 можно оценить с точностью $\pm 50\%$ по простым аналитическим формулам.

3. Установлен критерий точности: инициирование можно считать точечным, если плотность энергии в зоне энерговыделения в момент его завершения на порядок превосходит плотность химической энергии исходной взрывчатой смеси.

4. Получены хорошо согласующиеся с экспериментами оценки критических параметров линейного инициирования и инициирования летящим телом.

Автор благодарит Ю. А. Николаева, А. А. Васильева и М. Е. Топчияна за полезные обсуждения.

Поступила в редакцию
22/III 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. В. Ю. Ульяницкий. ФГВ, 1980, 16, 3.
2. G. G. Vach, R. Knystautas, J. H. Lee. 13-th Symp. (Intern.) on Combustion. Pittsburgh, 1971.
3. R. Knystautas, J. H. Lee. Comb. and Flame, 1976, 27, 2.
4. Ю. А. Николаев, М. Е. Топчиян. ФГВ, 1977, 13, 3.
5. Г. Броуд. Расчеты взрывов на ЭВМ. М., Мир, 1976.
6. J. H. Lee, R. Knystautas. AIAA J., 1969, 7, 2.
7. J. H. Lee, H. Matsui. Comb. and Flame, 1977, 28, 1.

8. J. H. Lee, R. Knystautas, C. M. Cuirao. 15-th Symp. (Intern.) on Combustion, Pittsburgh, 1974.
9. Я. Б. Зельдович, С. М. Когарко, Н. Н. Симонов. ЖТФ, 1956, 26, 8.
10. А. А. Васильев. ФГВ, 1978, 14, 3.
11. Б. В. Войцеховский, В. В. Митрофанов, М. Е. Топчийн. Структура фронта детонации в газах. Новосибирск, Изд-во СО АН СССР, 1963.
12. Т. В. Баженова и др. Ударные волны в реальных газах. М., Наука, 1968.
13. Баллистические установки. Под ред. Н. А. Златина, Г. И. Мишина. М., Наука, 1974.
14. Ю. Н. Дьяконов, Л. В. Пчелкина, И. Д. Сандомирская. Сверхзвуковое обтекание затупленных тел. М., Изд-во МГУ, 1971.
15. H. F. Lehr. Astr. Acta, 1972, 17, 4—5.
16. R. A. Strehlow, R. E. Maurer, S. Rajan. AIAA J., 1965, 7, 2.

ИНИЦИИРОВАНИЕ УДАРНЫМИ ВОЛНАМИ ДЕТОНАЦИИ ВОДОНАПОЛНЕННЫХ ВВ С РАЗЛИЧНОЙ СТРУКТУРОЙ ЗЕРНА

Б. Зыгмунт

(Варшава)

Жидкости, введенные в насыпное взрывчатое вещество (ВВ), вызывают изменение его взрывных свойств [1]. Характер этих изменений зависит от кристаллической структуры зерен ВВ [2]. Для таких смесей, как правило, наблюдается более высокая скорость детонации, чем для сухого ВВ, причем максимальное увеличение наблюдается для системы, в которой жидкость полностью заполняет объем, занимаемый воздухом. Авторы работ [3, 4] с помощью электромагнитного метода показали, что тип жидкости в некоторой степени также влияет на параметры детонационной волны. Упомянутый метод обладает большими возможностями для исследования как стационарных, так и нестационарных детонационных процессов в конденсированных средах. С его помощью исследована эволюция инициирующей ударной волны в детонационную в ВВ различной структуры: насыпном, литом, прессованном и жидком [5]. При этом установлено, что процесс инициирования детонации физически однородных (например, жидких) ВВ происходит качественно иначе, чем для неоднородных материалов.

Превращение инициирующей ударной волны в детонационную в водонаполненном гранулированном тротиле исследовано в работе [6]. Показано, что характер этого процесса аналогичен развитию детонации в неоднородных ВВ. В [7] при исследовании возникновения детонации в смесях кристаллических ВВ и воды обнаружено сильное влияние на переходный процесс структуры зерен ВВ. Стмечено также, что в некоторых случаях наблюдается качественное изменение механизма развития детонации после заполнения ВВ водой. В настоящей работе этот эффект исследуется более детально.

Схема эксперимента представлена на рис. 1. Помещая датчики на разных расстояниях от места входа инициирующей ударной волны в исследуемое ВВ, с помощью электромагнитного метода можно наблюдать возникновение детонационной волны. Применяемые датчики регистрации массовой скорости имели одну, две или три рабочие плоскости. Датчик с двумя рабочими плоскостями позволяет дополнительно определить среднюю скорость распространения волны между плоскостями, а датчик с тремя плоскостями — среднюю скорость распространения волны на двух отрезках. Сравнивая измеренные скорости, можно на сравнительно коротком заряде оценить, сумеет ли ударная волна с из-