В зависимости от дисперсности смеси продукты разложения отдельных компонент реагируют между собой (жидкие взрывчатые растворы и смеси на аммонийной селитре) или не реагируют (большинство твердых смесей и взвесей) во фронте детонационной волны. Увеличение дисперсности компонент смеси способствует реакции между продуктами разложения отдельных компонент.

Авторы благодарят В. С. Смелова за помощь в проведении опытов.

Поступила 10 VI 61

ЛИТЕРАТУРА

1. Апин А. Я. и Воскобойников И. М. Расчет параметров детонационной волны конденсированных ВВ. ПМТФ, 1960, № 4.
2. Воскобойников И. М. и Апин А. Я. Измерение температуры детонационного фронта ВВ. ДАН СССР, 1960, т. 130, № 4.

О РАСПРОСТРАНЕНИИ НЕОДНОМЕРНЫХ ДЕТОНАЦИОННЫХ ВОЛН

В. Н. Родигин

(*Москва*)

Пусть фронт детонационной волны слабо изогнут, так что толщина фронта пренебрежимо мала по сравнению с радиусом кривизны фронта. Это позволяет считать протекание химической реакции не зависимым от кривизны фронта волны.

Этим предположением исключаются из рассмотрения случаи, когда, например, детонационная волна распространяется вдоль границы ВВ, поверхность инициирования имеет углы и т. д.

Будем далее считать, что детонационная волна распространяется по нормали к поверхности фронта с постоянной скоростью D.

Это положение, верное для стационарной плоской детонации и расходящейся детонации, приблизительно выполняется в начале движения и при сходящейся детонационной волне [1]. В последнем случае можно считать, что догоняющие возмущения не проникают в зону горения, а «оседают» на поверхности Жуге, образуя конечный, но «звуковой» скачок гидродинамических величин.

Пусть $f(x, y, z, t) = 0$ — поверхность фронта детонационной волны. Условие постоянной скорости распространения волны по нормали приводит к уравнению в частных производных первого порядка

$$D^2\left[\left(\frac{\partial f}{\partial x}\right)^2+\left(\frac{\partial f}{\partial y}\right)^2+\left(\frac{\partial f}{\partial z}\right)^2\right]-\left(\frac{\partial f}{\partial t}\right)^2=0 \tag{1}$$

совпадающего с уравнением эйконала геометрической акустики при $D = c$ (c — скорость звука).

Общее решение уравнения (1) в параметрической форме имеет вид

$$\begin{aligned} x &= \frac{\partial f/\partial x}{\sqrt{(\partial f/\partial x)^2+(\partial f/\partial y)^2+(\partial f/\partial z)^2}}\Bigg|_{t=0} Dt+x_0 \\ y &= \frac{\partial f/\partial y}{\sqrt{(\partial f/\partial x)^2+(\partial f/\partial y)^2+(\partial f/\partial z)^2}}\Bigg|_{t=0} Dt+y_0 \\ z &= \frac{\partial f/\partial z}{\sqrt{(\partial f/\partial x)^2+(\partial f/\partial y)^2+(\partial f/\partial z)^2}}\Bigg|_{t=0} Dt+z_0 \end{aligned} \tag{2}$$

Здесь x_0, y_0, z_0 принадлежат поверхности f при $t = 0$.

Из формы решения следует, что нормаль к поверхности фронта движется вдоль прямой. Волна от выпуклой в сторону своего распространения поверхности инициирования остается при своем распространении выпуклой. Вогнутые участки детонационной волны фокусируются. (Вблизи точки фокусировки условие $D = \text{const}$ нарушается и решение (2) теряет свой смысл.)

При достаточно длительном распространении детонационной волны в безграничном пространстве, заполненном ВВ, вне зависимости от способа инициирования поверхность волны стремится к сферической форме, являющейся особым интегралом уравнения (1).

При помощи решения (2) можно производить оценку изменения формы фронта детонационных волн при их распространении.

Остановимся далее на случае детонации ВВ, имеющего выпуклую без углов форму, при одновременном его инициировании по наружной поверхности.

В этом случае фронт детонации в первое время после инициирования движется по закону (2). Отметим, что по такому же закону будет происходить движение границы продуктов детонации с вакуумом, если под скоростью D понимать предельную скорость истечения продуктов детонации (равную, например, для идеальных газов $2c_0/\gamma - 1$, где c_0 — начальная скорость звука и γ — показатель адиабаты Пуассона).

Нормаль к поверхности фронта и к границе продуктов взрыва с вакуумом движется по одной и той же прямой, поэтому в начальный период после инициирования можно пренебречь тангенциальными составляющими, появляющимися вследствие различия в кривизне соседних участков детонационной волны.

Таким образом, для начального периода рассматриваемого случая неодномерной детонации можно пользоваться следующей, записанной в характеристиках системой изэнтропических уравнений

$$\left.\frac{d\alpha}{dt}\right|_{\alpha} = -uc\left(\frac{1}{R_1+n}+\frac{1}{R_2+n}\right) \qquad \left(\alpha = \frac{dn}{dt} = u + c\right) \tag{3}$$
$$\left.\frac{d\beta}{dt}\right|_{\beta} = ac\left(\frac{1}{R_1+n}+\frac{1}{R_2+n}\right) \qquad \left(\beta = \frac{dn}{dt} = u - c\right)$$

Здесь n — длина вдоль нормали к поверхности инициирования, отсчитываемая от поверхности инициирования; R_1 и R_2 — главные радиусы кривизны поверхности инициирования; u — массовая скорость вещества.

Уравнения (3) переходят в соответствующие уравнения для одномерных движений при $R_1 \to R_2$; R_1 или $R_2 \to \infty$, $R_1 \sim R_2 \to \infty$ (сферический, цилиндрический и плоский случаи).

Решение уравнений (3) вдоль направлений (2) при необходимости всегда может быть произведено численным способом и оно будет оправдано в той области, для которой тангенциальная составляющая движения лагранжевых точек, оцененная по полученному решению, не выйдет за пределы погрешностей, допустимых по условиям задачи.

Отметим, что в области, прилегающей к фронту детонации уравнения (3), могут быть проинтегрированы по методу, изложенному в работе [1].

Автор благодарен Зельдовичу Я. Б., ознакомившемуся с рукописью и сделавшему ряд ценных замечаний.

Поступила 5 V 1961

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б. Сходящаяся цилиндрическая детонационная волна. ЖЭТФ, 1959, том 36, вып. 3.

ПОПРАВКА К СТАТЬЕ Г. В. ИВАНОВА «ОБ УСТОЙЧИВОСТИ РАВНОВЕСИЯ ПРИ НЕУПРУГИХ ДЕФОРМАЦИЯХ». ПМТФ, 1961, № 1

1. В статье на стр. 51 при рассмотрении случая

$$T + \frac{\sigma^{\times}(T)}{\sqrt{3}}\operatorname{sign}\sigma < T' + \frac{\sigma^{\times}(T')}{\sqrt{3}}\operatorname{sign}\sigma'$$

допущена ошибка. В этом случае должно быть

$$\sigma^{\times}(T) = E'(T')\,\varepsilon^{\times}(T') + E\,[\varepsilon^{\times}(T) - \varepsilon^{\times}(T')] + E(\varepsilon - \varepsilon') - (\sigma - \sigma').$$

Полагаем $\sigma \geqslant \sigma' > 0$, $\sigma = \sigma' + E'(T')(\varepsilon - \varepsilon')$ тогда

$$\sigma^{\times}(T) < \sigma^{\times}(T') - (\sigma - \sigma')$$

и, следовательно,

$$\varepsilon^{\times}(T) - \varepsilon^{\times}(T') + \varepsilon - \varepsilon' < 0, \qquad \sigma^{\times}(T) < E'(T')\,\varepsilon^{\times}(T)$$

т. е. $E^{\times}(T) > E'(T')$ при $\varepsilon^{\times}(T) < 0$, $\varepsilon^{\times}(T) \leqslant \varepsilon^{\times}(T')$; случай же $\varepsilon^{\times}(T) > 0$, $\varepsilon^{\times}(T) \geqslant \varepsilon^{\times}(T')$ невозможен, так как $\varepsilon \geqslant \varepsilon'$.

2. В статье на стр. 51 не отмечено, что в случае

$$T'' + \frac{\sigma^{\times}(T'')}{\sqrt{3}}\operatorname{sign}\sigma'' = T' + \frac{\sigma^{\times}(T')}{\sqrt{3}}\operatorname{sign}\sigma'$$

принимается, что $E'(T') = E'(T'')$.

Г. В. Иванов