

Б. А. Соколов, В. С. Трофимов

О СВЯЗИ ПАРАМЕТРОВ НОРМАЛЬНОЙ ДЕТОНАЦИИ С КАЛОРИМЕТРИЧЕСКОЙ ТЕПЛОТОЙ ВЗРЫВА КОНДЕНСИРОВАННЫХ ВВ

В литературе применительно к конденсированным ВВ используются формулы

$$D = \sqrt{2(k^2 - 1)} Q_v, \quad p_1 = 2(k - 1) \rho_0 Q_v. \quad (1)$$

Здесь D — скорость нормальной детонации; k — показатель политропы продуктов взрыва (ПВ); Q_v — калориметрическая (т. е. определенная в бомбе [1]) теплота взрыва; p_1 — давление ПВ в точке Жуге; ρ_0 — начальная плотность ВВ. В дальнейшем все термодинамические величины с индексом 1 или 0 относятся либо к ПВ в точке Жуге, либо к ВВ в начальном состоянии соответственно. Показатель политропы ПВ определяется выражением

$$k = - \frac{v}{p} \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_S, \quad (2)$$

где v — удельный объем; p — давление; S — удельная энтропия. Значение k , вообще говоря, зависит от термодинамического состояния ПВ. В формулах (1) и во всех дальнейших рассуждениях подразумевается значение k в точке Жуге, т. е. при $v = v_1$, $p = p_1$, $S = S_1$.

Вопрос о применимости формул (1) к конденсированным ВВ обсуждается в работах [2, 3]. В [2] сделан вывод, что эти формулы дают только приближенные оценки. В [3] отмечается, что рассчитанные по (1) значения D , p_1 оказываются значительно выше экспериментальных (см. также таблицу). Уравнения (1) выведены в предположении, что исходное ВВ и ПВ представляют собой идеальные газы с одинаковыми молекулярными массами и постоянными теплоемкостями. Кроме того, если такое предположение сделать только относительно ПВ, то окажется [4], что в (1) надо подставлять не калориметрическую теплоту взрыва Q_v , а соответствующий изобарическо-изохорический тепловой эффект $Q_{p,v}$. Величины Q_v и $Q_{p,v}$ по-разному характеризуют одну и ту же реакцию, и в общем случае $Q_v \neq Q_{p,v}$.

Формулы (1) можно обобщить так, чтобы они давали точные значения D , p_1 для любых ПВ. Для этого достаточно заменить калориметрическую теплоту взрыва Q_v на некоторую другую величину Q . Последнюю надо подобрать так, чтобы из (1) получалось точное значение D , что даст точное значение p_1 . В этом легко убедиться, воспользовавшись выражением (2) и известными соотношениями для точки Жуге:

$$\rho_0^2 D^2 = \frac{p_1}{v_0 - v_1} = - \left(\frac{\partial p}{\partial v} \right)_{S_1} \quad (3)$$

(для конденсированных ВВ полагаем $p_0 = 0$).

Чтобы выяснить физический смысл указанной величины Q , рассмотрим зависимость удельной внутренней энергии ПВ E от давления и удельного объема:

$$E = \frac{pv}{k-1} + \Delta(p, v), \quad (4)$$

где $\Delta(p, v)$ — некоторая функция p , v .

Во избежание недоразумений подчеркнем, что здесь под удельной внутренней энергией понимается удельная мера всего внутреннего движения среды, как в классической термодинамике. Соответственно урав-

Тип ВВ	$\rho_0 \cdot 10^3$, кг/м ³	k	Q_0 , кДж/кг	D , м/с		P , МПа	
				Расчет*	Эксперимент	Расчет*	Эксперимент
Тетрил	1,0	3,05	920	8640(5630)	5360	16106(8000)	7 330
Тротил	1,0	3,05	860	7720(5440)	5100	15056(7480)	6 255
	1,3	3,23	950	8650(6030)	6040	23520(11450)	12 420
	1,45	3,30	1000	9080(6320)	6500	28481(13760)	14 200
	1,59	3,36	1040	9450(6550)	6910	33537(16000)	17 800

* Цифры без скобок относятся к формулам (1), в скобках — к (11).

нение детонационной адиабаты записывается в виде [4]

$$E - E_0 = (p + p_0)(v_0 - v)/2, \quad (5)$$

т. е. без явно выделенной химической составляющей (она включена в E_0). Нетрудно показать, что искомое

$$Q = E_0 - \Delta_1. \quad (6)$$

Опустив детали, рассмотрим лишь основные моменты доказательства. Подстановка (4) в (5) с учетом (6) дает

$$\frac{pv}{k-1} + \Delta - \Delta_1 = \frac{p(v_0 - v)}{2} + Q. \quad (7)$$

Продифференцировав обе части (7) вдоль детонационной адиабаты по v , приняв во внимание (2) и (4), имеем для точки Жуге

$$\Delta - \Delta_1 = 0, \quad \frac{d\Delta}{dt} = 0. \quad (8)$$

Отсюда следует, что в точке Жуге детонационная адиабата (7) касается кривой, которая описывается простым уравнением:

$$\frac{pv}{k-1} = \frac{p(v_0 - v)}{2} + Q. \quad (9)$$

Одновременно обе кривые (7), (9) касаются прямой Михельсона, соответствующей скорости нормальной детонации.

Кривую (9) можно рассматривать как детонационную адиабату некоторого воображаемого ВВ, у которого начальная плотность, точка Жуге и нормальная скорость детонации те же, что и у рассматриваемого реального ВВ, а удельная внутренняя энергия ПВ зависит от p и v , как у идеальных газов (в (4) $\Delta = \text{const}$). Поэтому можно буквально повторить соответствующие выкладки [4] и получить

$$D = \sqrt{2(k^2 - 1)Q}, \quad p = 2(k - 1)\rho_0 Q, \quad (10)$$

где Q из (6). Очевидно, эти формулы справедливы и для рассматриваемого реального ВВ.

В случае конденсированных ВВ нет никаких оснований отождествлять величины Q и Q_v . На основании известных экспериментальных данных [2—4] мы пришли к эмпирическим формулам (индивидуальные ВВ)

$$D = \sqrt{\frac{2(k^2 - 1)(k + 1)}{3k - 1}} Q_v, \quad p = \frac{2(k^2 - 1)}{3k - 1} \rho_0 Q_v. \quad (11)$$

Сопоставляя (10) с (11), имеем

$$Q = \frac{k + 1}{3k - 1} Q_v. \quad (12)$$

Поскольку для конденсированных ВВ $k \approx 3$ [2, 3], то $Q \approx 0,5Q_v$. Таким образом, величины Q и Q_v различаются весьма существенно.

В таблице приведены результаты расчетов параметров D , p_1 по формулам (11) только для тех ВВ, для которых в [2—4] приводятся все необходимые экспериментальные данные одновременно. Прослеживается высокая точность эмпирических формул (11) по сравнению с (1).

Отметим, что из соотношения теплот (12) получается равенство

$$\frac{p_1 v_1}{k-1} + \frac{u_1^2}{2} = Q_v, \quad (13)$$

$$u_1^2 = p_1(v_0 - v_1) \quad (14)$$

(u_1 — массовая скорость ПВ в точке Жуге). Наоборот, из (13) вытекает (14). Эквивалентность соотношений (12), (13) доказывается с помощью формул (2), (3), (7), (14). Существование соотношений (12), (13) указывает на то, что функция $\Delta(p, v)$ в (4) имеет некоторые специфические свойства. А именно поведение этой функции в окрестности точки Жуге и в области, где ПВ приближаются к идеальному газу, каким-то определенным образом взаимосвязано. Выяснить это — задача дальнейших теоретических исследований.

Итак, общеизвестные формулы (1) допускают обобщение на случай конденсированных ВВ (10) путем замены калориметрической теплоты взрыва Q_v на другую величину Q . Между величинами Q и Q_v существует простое эмпирическое соотношение (12).

ЛИТЕРАТУРА

1. Андреев К. К., Беляев А. Ф. Теория взрывчатых веществ.— М.: Оборонгиз, 1960.
2. Физика взрыва // Под ред. К. П. Станюковича.— М.: Наука, 1975.
3. Дубнов Л. В., Бахаревич Н. С., Романов А. И. Промышленные взрывчатые вещества.— М.: Недра, 1973.
4. Дремин А. Н., Савров С. Д., Трофимов В. С. и др. Детоначионные волны в конденсированных средах.— М.: Наука, 1970.

п. Черноголовка

Поступила в редакцию 30/III 1989

УДК 537.7 : 532 + 539.893

С. А. Бордзиловский, С. М. Караханов

ЭЛЕКТРОИЗОЛЯЦИОННЫЕ СВОЙСТВА ФТОРОПЛАСТОВЫХ ПРОКЛАДОК ПРИ ДИНАМИЧЕСКОМ СЖАТИИ

Исследования электропроводности веществ при динамическом сжатии — один из источников информации о фазовых переходах, химических реакциях, структурной перестройке либо деструкции вещества за фронтом ударной волны (УВ). Для проведения этих исследований необходимы материалы, сохраняющие хорошие электроизоляционные свойства при ударно-волновом нагружении [1]. Аналогичные требования предъявляются к прокладкам в манганиновой методике [2], а также в ряде электротехнических устройств по размыканию сильных токов [3], в которых изоляторы работают в экстремальных условиях динамического нагружения.

Фторопласт — один из широко используемых изоляционных материалов, его удельное сопротивление при нормальных условиях $\rho_0 = 10^{14} \div 10^{18}$ Ом · см [4]. Проводимость фторопласта при ударном сжатии ис-