

расположенному между первоначальной и вторичной зонами горения, распространяется ретонационная волна ($D_R \sim 2$ км/с) [13]. В расчетах при $\xi_{2p} = 1$ или $\xi_{2T} = 1$ ретонационная волна имеет место всегда. В некоторых опытах [13] распространение ретонационной волны не зафиксировано. Это, по-видимому, связано с тем, что в этих случаях реализуются условия, характерные для низкой скорости распространения волны. В расчетах низкие скорости ретонации имеют место, например, при высоких начальных пористостях.

Наилучшее согласование расчетных значений преддетонационного расстояния ($l_D \sim 30$ мм), скорости ретонационной волны ($D_R \sim 1$ км/с) и критической интенсивности волны сжатия скелета ($p_{кр} \sim 5$ кбар) с экспериментом [1—13] получается при $\xi_{2T} = 1$, когда вся работа сил межгранулярного давления идет на разогрев скелета. Наличие минимума в зависимости $l_D(\alpha_{10})$ согласуется с экспериментом [1, 2, 13].

Структура стационарной волны детонации включает волну сжатия с последующей зоной химической реакции. В соответствии с принятой моделью частицы в волне сжатия воспламеняются по поверхности, причем воспламенение частиц происходит либо за счет теплообмена с горячим ударно-сжатым газом (при $\xi_{2p} = 1$), либо в основном за счет разогрева скелета при его ударном сжатии ($\xi_{2T} = 1$). После воспламенения происходит поверхностное гетерогенное выгорание частиц. Таким образом, реализуется так называемый «взрывной» [14] механизм распространения детонации. Структура детонации имеет характерный для таких сред химический пик.

Отметим, что при значениях давлений, характерных для стационарной детонации пористых ВВ ($p \sim 50$ кбар), для более точного анализа ее структуры необходим учет сжимаемости материала частиц и учет факторов нетеплового воспламенения и гомогенного выгорания ВВ за ударным фронтом.

Поступила в редакцию 11/X 1982,
после доработки — 30/XI 1982

ЛИТЕРАТУРА

1. А. Ф. Беляев, В. К. Боболев, А. Н. Коротков и др. Переход горения конденсированных систем во взрыв. М.: Наука, 1973.
2. И. В. Ащепков, В. В. Стеньгач. ФГВ, 1974, 10, 6.
3. R. R. Bernecker, D. Price. Comb. Flame, 1974, 22, 111—117, 119—129, 161—170.
4. И. Ш. Ахатов, И. Б. Вайнштейн. ФГВ, 1983, 19, 3.
5. P. S. Gough, F. J. Zwarts. AIAA J., 1979, 17, 1.
6. S. J. Hoffman, H. Krier. AIAA Paper, 1980, N 1205.
7. Р. И. Нигматулин. Основы механики гетерогенных сред. М.: Наука, 1978.
8. А. Ф. Чудновский. Теплообмен в дисперсных средах. М.: Гостехиздат, 1954.
9. S. Ergun. Chem. Eng. Progress, 1952, 48, 2.
10. Л. Е. Стернин, Б. И. Маслов, А. А. Шрайбер и др. Двухфазное моно- и полидисперсное течение газа с частицами. М.: Машиностроение, 1980.
11. А. Ф. Беляев. ЖФХ, 1940, 14, 8.
12. И. Б. Вайнштейн, Р. И. Нигматулин, В. В. Попов. ФГВ, 1980, 16, 5.
13. А. И. Коротков, А. А. Сулимов, А. В. Обменин и др. ФГВ, 1969, 5, 3.
14. А. Н. Дремин, С. Д. Савров, В. С. Трофимов и др. Детонационные волны в конденсированных средах. М.: Наука, 1970.

АНОМАЛЬНАЯ УДАРНАЯ СЖИМАЕМОСТЬ И ТЕПЛОЕМКОСТЬ АЛМАЗА

В. Ф. Анисичкин

(Новосибирск)

Свойства алмаза во многих отношениях уникальны. В теории и практике, в частности, при синтезе алмаза необходимо знать, насколько эти свойства сохраняются при высоких давлениях и температурах. Наиболее широкие возможности в этом отношении представляют импульсные

ударно-волновые методы из-за высокой точности измерений давления, плотности и внутренней энергии за фронтом ударной волны при чрезвычайно высоких давлениях и температурах, недостижимых в статических условиях.

Ударная сжимаемость, ударная адиабата алмаза, как оказалось, резко отличается от подобных характеристик других веществ [1]. В [2] на основе анализа большого числа данных показано, что экспериментальные ударные адиабаты практически всех изученных химических элементов и соединений удовлетворительно описываются двумя типами обобщенных ударных адиабат. Ударная адиабата алмаза, отнесенного в [2] ко второй группе, должна, следовательно, также описываться приближенным соотношением, полученным в [2]:

$$D = u + 3,4(\rho_0/\mu_0)^{1/3} \cdot u^{1/2} + 9,1(\rho_0/\mu_0)^{2/3}, \quad (1)$$

где D — скорость ударной волны; u — массовая скорость вещества за фронтом; ρ_0 — начальная плотность; μ_0 — эффективная молекулярная масса. При этом μ_0 равна средней молекулярной массе атомов, групп атомов или молекул, совершающих относительно независимые тепловые колебания. Такое определение μ_0 позволило правильно описать ударные адиабаты не только простых веществ, но и химических соединений [3]. Однако в случае алмаза экспериментальная ударная адиабата [1] оказывается значительно выше (в координатах u, D) рассчитанной по соотношению (1) с $\mu_0 = 12, 0,11$, что соответствует, согласно (1), меньшей эффективной молекулярной массе.

У алмаза самая высокая из известных температура Дебая $\Theta_D = 2230$ К [4], т. е. при нормальных условиях количество атомов, участвующих в тепловых колебаниях, значительно меньше полной массы атомов в единице объема. Суммарная эффективная молекулярная масса колеблющихся атомов оказывается меньше молекулярной массы углерода. Поэтому из сравнения расчетов по (1) с экспериментом следует сделать вывод, что и за фронтом ударной волны возбуждены колебания не всех атомов углерода, и, следовательно, его теплоемкость остается значительно ниже своего классического значения $3R$. Тогда для правильного описания экспериментальной ударной адиабаты алмаза [1] в соотношение (1), согласно данному выше определению μ_0 , должно быть подставлено значение

$$\mu_0 = \mu \cdot C_v/3R, \quad (2)$$

где $C_v/3R$ равно отношению числа возбужденных атомов углерода к полному числу атомов. И наоборот, подбирая в (1) μ_0 так, чтобы наилучшим образом описать экспериментальные данные, можно из (2) рассчитать C_v — теплоемкость алмаза за фронтом ударной волны.

На рис. 1 штрихпунктиром показана экспериментальная зависимость относительной теплоемкости $C_v/3R$ от температуры, взятая из [5], штриховой линией — теплоемкость по Дебаю с $\Theta_D = 2230$ К, сплошной — расчет предложенным методом изменения теплоемкости с температурой вдоль ударной адиабаты монокристаллического алмаза [1]. При этом температура рассчитывалась как $T = E_T/C_v$, а тепловая часть E_T внутренней энергии как разность полной внутренней энергии и потенциальной составляющей E_x :

$$E_T \approx \frac{p_T}{2}(V_0 - V) - E_x. \quad (3)$$

Потенциальная же составляющая находилась с помощью предложенного в [2] соотношения $\Delta p_x/\Delta p_T = V/V_0$ как

$$E_x = \int_V^{V_0} p_x(V) dV.$$

На рис. 2,2 показано изменение температуры Дебая алмаза как функции объема. Эта кривая рассчитывалась по представленной на рис. 1 величине

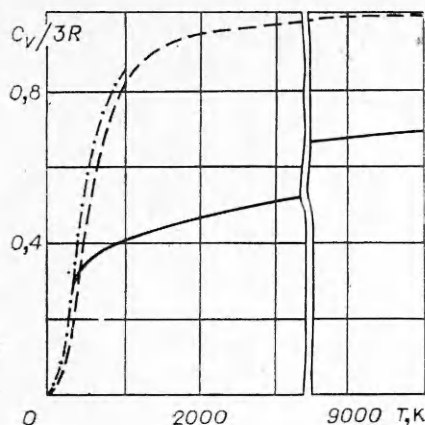


Рис. 1.

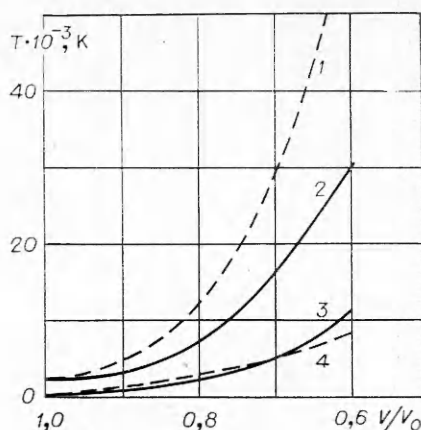


Рис. 2.

не теплоемкости за фронтом ударной волны и по известной функции Дебая. Рис. 2, 1 — расчет температуры Дебая по приведенной в [6] формуле

$$\Theta_D(V) = \Theta_D(V_0) \exp \left\{ - \int_{V_0}^V \frac{\gamma(V)}{V} dV \right\},$$

где $\gamma(V)$ — коэффициент Грюнайзена считался подчиняющимся распространенной зависимости $\gamma(V)/V = \gamma_0/V_0$ с $\gamma_0 = 0,838$ [7]. Кривая 3 на рис. 2 — расчет температуры вдоль ударной адиабаты предложенным методом, 4 — расчет температуры, проведенный в [1].

Выше не использовались данные по ударной сжимаемости пористого алмаза [1, 8]. Причина в том, что эксперименты по ударному сжатию пористых образцов трудно интерпретировать [9], они менее точны. О последнем говорит, например, тот факт, что ударная адиабата пористого алмаза [8] пересекается и идет ниже в координатах V, p ударной адиабаты сплошного алмаза, чего не должно быть.

Таким образом, на основе предложенного ранее метода ударных адиабат особенности ударного сжатия алмаза объяснены его низкой теплоемкостью за фронтом ударной волны. Полученные расчетные значения температуры за фронтом при высоких давлениях выше аналогичных, приведенных в [1], что означает и больший тепловой вклад в полное давление.

Автор признателен В. М. Титову за внимание к работе.

Поступила в редакцию 11/1 1983

ЛИТЕРАТУРА

1. М. И. Павловский. ФТТ, 1971, 13, 893.
2. В. Ф. Анисичкин. ФГВ, 1979, 15, 2, 152.
3. В. Ф. Анисичкин. ФГВ, 1980, 16, 5, 151.
4. Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. М.: Наука, 1978.
5. Таблицы физических величин. Справочник/Под ред. И. К. Киикоина. М.: Атомиздат, 1976.
6. S. A. Raikes, T. J. Ahrens. Post-shock temperatures in minerals. California Institute of Technology. Pasadena, 1979.
7. С. М. Бахрах, В. Н. Зубарев, А. А. Шанин. — В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1972.
8. Compendium of Shock Wave Data. UCRL-50108. General Editor: M. van Thiel. University of California, Livermore, California, 1977.
9. В. Ф. Анисичкин. ФГВ, 1979, 15, 6, 126.