

наблюдаемое для смеси 2, обусловлено эффективной дезактивацией нижнего лазерного уровня  $\text{CO}_2$  молекулами воды, образующимися в реакции (8).

Снижение коэффициента усиления в смеси 2 при  $L=350$  мм (см. рис. 1, 2') определяется, по-видимому, эффективной релаксацией асимметричной моды  $\text{CO}_2$  в сверхзвуковом потоке, содержащем молекулы воды, так как колебательная температура нижнего лазерного уровня  $T_2$  близка к поступательной уже при  $L=140$  мм. Приведенные исследования колебательных температур  $T_3$  и  $T_2$  позволяют объяснить результаты полученные в [2]. Наблюдавшееся в этой работе увеличение коэффициента усиления при повышении содержания водорода в исходной смеси в пределах  $\xi_{\text{H}_2}^0 = 0,00 \rightarrow \div 0,05$  ( $\xi_{\text{H}_2\text{O}}/\xi_{\text{CO}_2} = 0 \div 0,5$ ), по-видимому, определяется снижением  $T_2$  до  $\bar{T}_2 \approx \bar{T}$  аналогично смесям 1 и 2. Дальнейшее повышение содержания водорода должно приводить к уменьшению коэффициента усиления  $K_0$  вследствие снижения заселенности верхнего лазерного уровня. Наблюдавшееся в [2] снижение  $K_0$  при  $\xi_{\text{H}_2}^0 < 0,05$  ( $\xi_{\text{H}_2\text{O}}/\xi_{\text{CO}_2} > 0,5$ ), по-видимому, определяется этим эффектом.

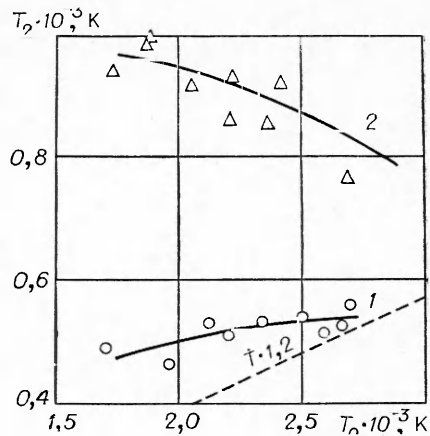


Рис. 3.

Поступила в редакцию  
18/VII 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Лосев. Газодинамические лазеры. М., «Наука», 1977.
2. Н. Н. Кудрявцев, С. С. Новиков, И. Б. Светличный. ПМТФ, 1974, 5.
3. Н. Н. Кудрявцев, С. С. Новиков, И. Б. Светличный. Докл. АН СССР, 1976, 231, 6.
4. Р. И. Солоухин. Докл. АН СССР, 1970, 194, 1.
5. L. R. Dgimmond. Austz. J. Chem., 1968, 21, 2631.
6. В. И. Головичев, Р. И. Солоухин. ФГВ, 1975, 11, 5, 790.
7. M. C. Lin, S. H. Bauer. J. Chem. Phys., 1969, 50, 33, 77.
8. В. Н. Кондратьев. Константы скоростей газозольных реакций. М., «Наука», 1970.
9. Н. Н. Кудрявцев, С. С. Новиков, И. Б. Светличный. Докл. АН СССР, 1976, 231, 5.

#### О НАЧАЛЬНОЙ СТАДИИ РАЗГОНА ТОНКИХ ПЛАСТИН В РЕЖИМЕ СКОЛЬЗЯЩЕЙ ДЕТОНАЦИИ ЗАРЯДА ВВ

О. Б. Дреннов, А. Л. Михайлов  
(Москва)

Процесс разгона пластин в режиме скользящей детонации заряда ВВ обычно описывают скоростью  $\omega_n$  полета пластины в направлении, перпендикулярном начальному положению, и скоростью детонации заряда ВВ  $D$ , которые совместно определяют угол отгиба метаемой пластины  $\varphi = \arctg(\omega_n/D)$ . Принято считать, что процесс разгона зависит от приведенной массы на единицу поверхности  $R = m_{\text{ВВ}}/m_{\text{пл}}$ , базы разгона  $d$  и не зависит от материала метаемой пластины.

Основные экспериментальные данные получены с использованием малых количеств ВВ ( $R \leq 1,2$ ) [1, 2]. В работе [1] на основании эксперимента и из геометрических построений выведены зависимости для определения  $\omega$  и  $\varphi$  после завершения стадии разгона пластины:

$$\omega = 1,2D \cdot (\sqrt{1+1,18R} - 1) / (\sqrt{1+1,18R} + 1), \quad (1)$$

$$\varphi = \arcsin(\omega/D), \quad (2)$$

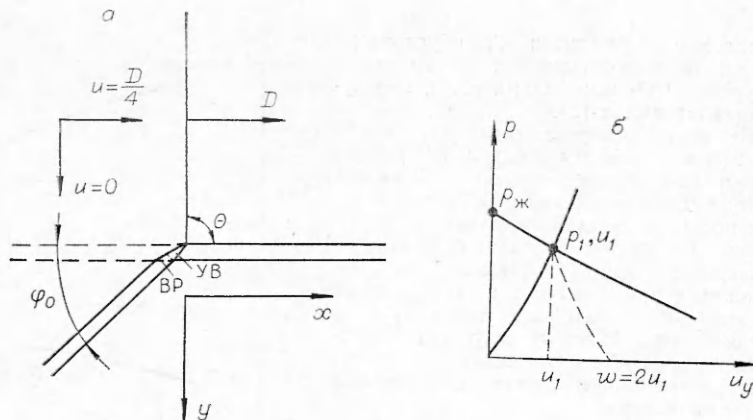


Рис. 1.

где  $\omega$  — скорость полета в направлении, перпендикулярном конечному положению развернутой пластины.

В [2] процесс рассматривается по схеме мгновенной детонации; при этом получены зависимости

$$\omega = 0,612D \cdot R/(R+2), \quad (3)$$

$$\varphi = K\sqrt{R \cdot d/\tau}, \quad (4)$$

где  $K$  — эмпирическая константа;  $\tau$  — предел прочности материала метаемой пластины.

Зависимости (1)—(3) описывают конечную стадию разгона пластины, в формуле (4) сделана попытка учесть базу разгона и свойства материала пластины. Однако применение формулы (4) ведет к выводу, что на малых базах полета при  $d \rightarrow 0$  угол отгиба  $\varphi$  также стремится к нулю, что несправедливо при использовании больших масс ВВ и тонких метаемых пластин, когда можно пренебречь затуханием в пластине ударной волны, вызванной скользящей детонационной волной.

В этом случае в ударной волне и следующей за ней отраженной от свободной поверхности пластины волне разгрузки, которую вследствие малой толщины пластины можно описать одной характеристикой, осуществляется разворот пластины на угол  $\varphi_0$  (при  $d \rightarrow 0$ ), определяемый пересечением изэнтропы разгрузки продуктов взрыва с ударной адиабатой материала пластины и скоростью детонации  $D$ . Процесс разворота тонкой пластины на угол  $\varphi_0$  при угле между плоскостью пластины и детонационным фронтом  $\theta = 90^\circ$  иллюстрируется на рис. 1, а, б.

Для направления, совпадающего с осью  $y$ , состояние продуктов взрыва в точке Жуге изображается в  $p, u$ -плоскости точкой с координатами  $p = p_{ж}, u = 0$  (см. рис. 1, б). В пластине за фронтом ударной волны реализуется состояние, определяемое пересечением ударной адиабаты вещества пластины с изэнтропой разгрузки ПВ из состояния  $(p_{ж}, 0)$ . За фронтом отраженной от свободной поверхности пластины волны разгрузки реализуется состояние с  $p = 0, \omega_0 = 2u_1$ . Соответственно начальный угол разворота тонкой пластины  $\varphi_0 = \text{arctg } \omega_0/D$ . Отсюда следует, что, чем круче ударная адиабата вещества пластины, тем меньше значения  $\omega_0$  и  $\varphi_0$ . Из такого рассмотрения следует, что для наиболее распространенных бризантных ВВ — алюминиевых пластин — должно реализоваться значение  $\varphi_0 \approx 15^\circ$ , для стальных —  $\varphi_0 \approx 9^\circ$ , для танталовых —  $\varphi_0 \approx 6^\circ$ . (Более

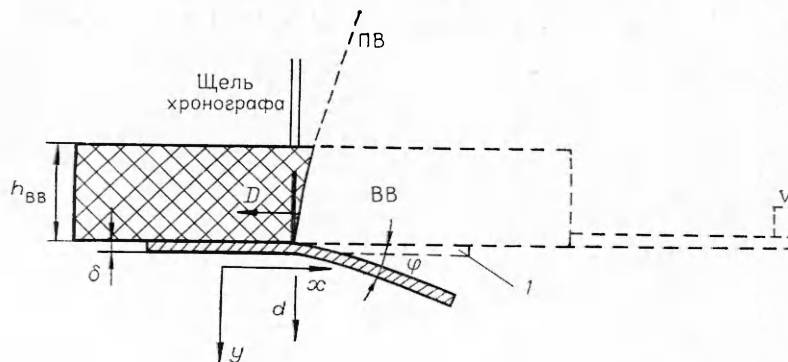


Рис. 2

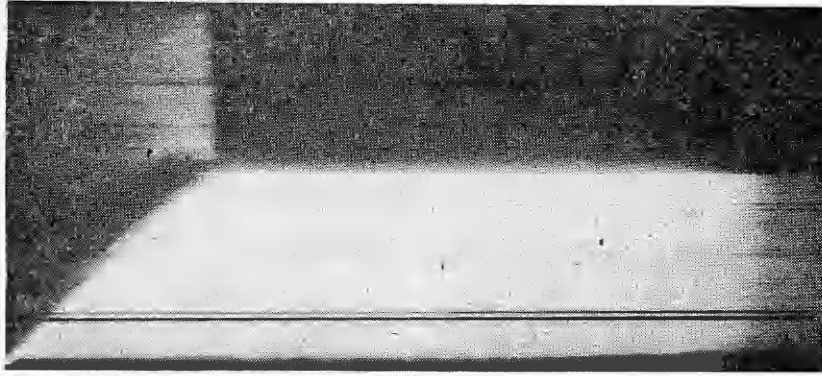


Рис. 3.

корректный анализ можно провести из рассмотрения  $p, \varphi$ -диаграмм для косых волн.) Аналогичное рассмотрение может быть распространено на случай  $\theta \neq 90^\circ$ .

Указанные соображения проверены экспериментально в опытах, проведенных в традиционной постановке (рис. 2). Тонкая пластина 1 толщиной от 0,2 до 3 мм разгонялась в режиме скользящей детонации толстого ( $R \gg 1$ ) слоя бризантного ВВ. Расстояние от линии инициирования основного заряда ВВ (перпендикулярной плоскости рисунка) до плоскости, видимой фотохронографом, выбиралось достаточно большим с тем, чтобы практически исключить влияние расхождения инициируемой цилиндрической детонационной волны, которая при анализе результатов принимается поэтому плоской. Скорость пластины в направлении оси  $y$  регистрировалась фотохронографом в режиме щелевой развертки по скорости перекрывания пластиной светящейся щели (подсветка от вспомогательного заряда ВВ, расположенного за исследуемым объектом). Типичная фотохронограмма приведена на рис. 3.

На рис. 4, 1 приведены экспериментальные зависимости  $\varphi(d)$  для разных толщин алюминиевой пластины. Экстраполяция на нулевую базу полета для всех исследованных толщин метаемых пластин приводит к одному и тому же ненулевому значению  $\varphi_0 = 14,5 \pm 2,0^\circ$ , что в пределах погрешности совпадает с оценками по схеме рис. 1. Результаты аналогичных опытов со стальными и танталовыми пластинами приведены на рис. 4, 2. В обеих сериях получено хорошее согласие с оценками: для стальных пластин —  $\varphi_0 = 8,5 \pm 2,0^\circ$ , для танталовых —  $\varphi_0 = 7,0 \pm 2,0^\circ$ .

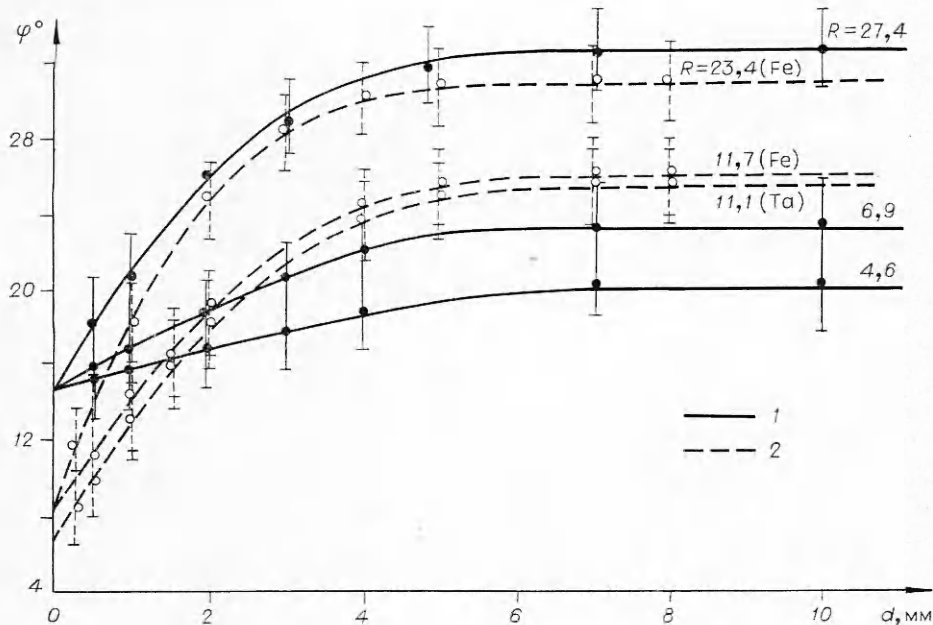


Рис. 4.

Вывод о ненулевом начальном угле разворота тонких пластин согласуется и с результатами работы [3], авторы которой при больших  $R$  делают заключение о практическом окончании разгона пластины на базе порядка ее толщины.

Косвенным подтверждением изложенных результатов является зафиксированная авторами сварка взрывом первоначально компланарных тонких пластин, разделенных зазором  $0,1 \div 0,2$  мм, в сверхзвуковом режиме с числом Маха, равным  $\sim 1,1$ . В соответствии с существующими представлениями о механизме сварки взрывом [1, 4] при этом должен реализоваться угол соударения пластин не менее  $3 \div 5^\circ$ , что согласуется с представлением о ненулевом начальном угле отгиба.

Поступила в редакцию  
15/VI 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
2. B. Crossland, I. D. Williams. Metals and Materials, 1970, 4, 7, 79.
3. А. Н. Михайлов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1974, 10, 6, 877.
4. G. R. Cowan, A. N. Holtzman. J. Appl. Phys., 1965, 34, 4, 928.

#### ТЕРМОДИНАМИКА ТВЕРДОГО ТЕЛА, УДАРНО-СЖАТОГО ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ

А. А. Долгов, М. Ю. Мессинев  
(Москва)

В последние годы интенсивно развивается направление, связанное с применением криогенной техники в экспериментах с ударными волнами. При этом, помимо методических аспектов, возникает необходимость соответствующей коррекции термодинамических расчетов с целью установления границ влияния начальной температуры [1, 2]. Прямая оценка величины энтропии на адиабате Гюгонно в данном случае затруднена, поскольку первый член разложения энтропии в ряд Тейлора по давлению испытывает разрыв при стремлении начальной температуры к абсолютному нулю:  $S - S_0 \sim 1/T_0$  [3]. Это отражает увеличение различия между ударным и изэнтропическим сжатиями при понижении температуры.

Беспотенциальный подход, широко распространенный в практических расчетах, базируется на экспериментальных данных по ударной сжимаемости и на уравнении состояния твердого тела, которое определяет связь между внутренней энергией  $E$ , давлением  $p$  и удельным объемом  $V$ . Для решения поставленной задачи необходима также информация о поведении теплоемкости при высоких давлениях.

Если известна структура уравнения состояния, то определенные выводы можно сделать на основании термодинамических равенств

$$\left(\frac{\partial \cdot 1/c_V}{\partial V}\right)_S = -\left(\frac{\partial \cdot \Gamma/V}{\partial S}\right)_V; \quad \left(\frac{\partial \cdot 1/c_p}{\partial p}\right)_S = \left(\frac{\partial \cdot 1/\beta}{\partial S}\right)_p, \quad (1)$$

где  $c_V$  и  $c_p$  — теплоемкости при постоянном объеме и давлении;  $\Gamma = V(\partial p/\partial E)_V$  — коэффициент Грюнайзена;  $\beta = p + (\partial E/\partial V)_p$ . Из (1), в частности, следует, что  $c_V$  — функция только энтропии, если  $\Gamma$  зависит только от объема. Для другой линейной модификации уравнения состояния, когда  $\beta = \beta(p)$ , энтропия является аргументом теплоемкости  $c_p$ . Это обстоятельство оказывается полезным, поскольку в рассматриваемом случае не слишком высоких температур, когда ангармоничность колебаний атомов и термическое возбуждение электронов несущественны, справедливо уравнение состояния в форме Ми — Грюнайзена, т. е.  $\Gamma = \Gamma(V)$  [4].

Интегрируя равенство  $dE = TdS - pdV$  вдоль адиабаты Гюгонно и принимая во внимание, что  $c_V = c_V(S)$ , можно разделить переменные и получить выражение для энтропии ударно-сжатого вещества в квадратурах

$$T_0 \int_{S_0}^S \exp\left(\int_{S_0}^S \frac{dS}{c_V}\right) dS - \int_V^{V_0} \left(p + \frac{dE}{dV}\right) \exp\left(\int_{V_0}^V \frac{\Gamma}{V} dV\right) dV, \quad (2)$$

где  $E = E_0 + 1/2 \cdot p(V_0 - V)$  — энергия на адиабате Гюгонно; индекс 0 относится к исходному состоянию.