

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

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

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

При заданном давлении влиянием  $T_0$  на величину интеграла  $I$  в правой части (2) можно пренебречь, поскольку все параметры, входящие в выражение  $I$ , зависят от начального объема, который при низких температурах практически не изменяется.

Левую часть (2) можно вычислить при произвольном задании функций  $c_V(S)$ . Так, для случая степенной зависимости теплоемкости от температуры, которая соответствует линейной связи  $c_V = c_V^0 + \alpha(S - S_0)$ , из (2) имеем

$$S = S_0 + \frac{1}{\alpha} c_V^0 \left[ \left( 1 + \frac{(1 + \alpha)}{c_V^0 T_0} I \right)^{\frac{\alpha}{\alpha+1}} - 1 \right], \quad (3)$$

откуда при  $\alpha \rightarrow 0$  следует выражение для энтропии вещества с постоянной теплоемкостью.

Для дебаевского твердого тела, помимо прямых расчетов [5], можно использовать аппроксимацию

$$c_V/3Nk \approx 1 - (1 + S/6Nk)^{-6},$$

справедливую для произвольной характеристической температуры;  $N$  — число атомов в 1 г вещества;  $k$  — постоянная Больцмана.

Если воспользоваться известным выражением для дебаевской тепловой энергии, можно получить точную связь между параметрами вещества на адиабате Гюгонио и начальной температурой

$$T/\Theta \cdot D \cdot (\Theta/T) = T_0/\Theta_0 \cdot D \cdot (\Theta_0/T_0) + 1/3Nk\Theta_0 \cdot I, \quad (4)$$

где  $\Theta = \Theta_0 \exp\left(-\int_{V_0}^V \frac{\Gamma}{V} dV\right)$  — характеристическая температура;  $D(x) = \frac{3}{x^2} \int_0^x \frac{z^3 dz}{\exp z - 1}$  —

функция Дебая

Конкретный пример расчета энтропии для ударно-сжатого плексигласа приведен на рис. 1. Зависимость  $c_V(S)$  определена по данным [6] в интервале 10—350 К; при  $T > 100$  К  $c_V = (0,715S + 0,232) \cdot 10^7$  эрг/(г·град) и здесь использовалась формула (3). Следуя [5], принималось, что скорость ударной волны линейно зависит от массовой скорости вещества за ее фронтом ( $D = a + bu$ ) и произведение коэффициента Грюнайзена на плотность постоянно  $\Gamma/V = \Gamma_0/V_0$ . Зависимость энтропии ударно-сжатого плексигласа от начальной температуры на рис. 1 приведена для различных значений безразмерного давления  $\pi = pV_0/a^2$ . В расчетах принято:  $a = 2,572 \cdot 10^5$  см/с,  $b = 1,536$ ,  $V_0 = 0,844$  см<sup>3</sup>/г,  $\Gamma_0 = 0,97$ ,  $\pi = 1$  соответствует 7,84 ГПа.

На рис. 1 видно, что для значений  $T_0$ , меньших некоторого значения  $T_1$ , которое растет с давлением, энтропия ударного сжатия остается практически постоянной, т. е. охлаждение вещества до  $T_0 < T_1$  не приводит к уменьшению энтропии на адиабате Гюгонио. Для веществ, описываемых соотношением  $D = a + bu$ , можно ввести безразмерное сжатие [7]  $w = b(V_0 - V)/V_0$ . Тогда

$$I = \frac{a^2}{b^2} \int_0^w z^2 e^{-mz} (1-z)^{-3} dz,$$

где  $m = \Gamma_0/b$  и  $\Gamma/V = \Gamma_0/V_0$ . Этот интеграл преобразуется для вычислений с помощью интегральной модифицированной показательной функции  $Ei(w)$ .

Рис. 2 иллюстрирует зависимость  $T(\pi)$  для меди и плексигласа при значениях  $T_0$ , соответствующих наиболее распространенным хладагентам — кипящим азоту (77 К) и гелию (4,2 К). Верхняя кривая для меди при  $T_0 = 293$  К практически совпадает с рас-

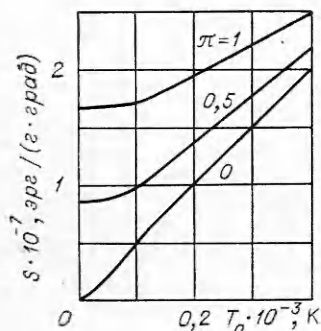


Рис. 1.

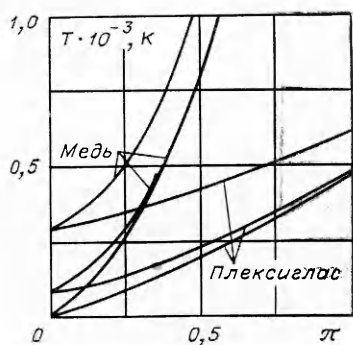


Рис. 2.

четом [5]. Данные для меди:  $a=3,94$  км/с;  $b=1,489$ ;  $\Theta_0=350$  К;  $V_0=0,1120$  см<sup>3</sup>/г;  $\pi=1$  соответствует 139 ГПа. расчет приводился по формуле (4). Рис. 2 показывает, что понижение  $T_0$  до значений, меньших 77 К, практически не приводит к понижению  $T$  уже при малых степенях сжатия. Из (4) следует, что влиянием  $T_0$  можно пренебречь, если

$$D(x)/x \gg D(x_0)/x_0, \text{ где } x = \Theta/T.$$

Для веществ, описываемых формулой  $D=a+bu$ , функция  $I \exp(m\omega)$  слабо зависит  $m$  как при  $\pi \rightarrow 0$ , так и при  $\pi \rightarrow \infty$ . По данным [5] параметр  $m$  меняется от 0,5 для органических веществ до 1,5 для металлов. Обозначая в этом случае  $b^2/a^2 \cdot I e^{m\omega} = K_m(\omega)$ , имеем  $|K_{0,5}/K_{1,5} - 1| < 0,1$  во всем диапазоне  $0 < \omega < 1$ . Для области  $0 < \omega \leq 0,5$   $K_m(\omega)$  аппроксимируется формулой  $K_m(\omega) \approx \omega_3/3 \cdot (1-\omega)^{-2,1-0,2m}$  с отклонением не более 5%. Тогда из (4) следует условие, при котором можно пренебречь  $T_0$ :

$$D(x_0)T_0 \ll \omega^3/9Nk \cdot (a/b)^2 \cdot (1-\omega)^{-2,3}.$$

При  $T_0 < \Theta_0/4$  наиболее ярко проявляется различие между ударным и изэнтропическим сжатиями. Так, для алмаза при  $T_0=293$  К,  $\Theta_0=2000$  К уже при  $\omega=0,2$  расчет по данным [8] дает  $T=960$  К, в то время как  $T$  на изэнтропе всего 360 К.

Авторы признательны Г. А. Ададунову и Э. И. Андрианкину за полезные советы и обсуждения.

Поступила в редакцию  
22/V 1978

#### ЛИТЕРАТУРА

1. С. А. Бордзиловский, Н. Н. Горшков. ФГВ, 1977, 13, 3, 439.
2. М. Ю. Мессинев, Г. А. Ададунов и др. ХВЭ, 1977, 5, 376.
3. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
4. В. Н. Жарков, В. А. Калинин. Уравнения состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М., «Наука», 1968.
5. Р. Мак-Куин, С. Марш и др.— В сб.: Высокоскоростные ударные явления. М., «Мир», 1973.
6. Б. Вундерлих, Г. Баур. Теплоемкость линейных полимеров. М., «Мир», 1972.
7. F. E. Prieto, C. Repego. J. Appl. Phys., 1971, 42, 296.
8. М. Н. Павловский. ФТТ, 1971, 13, 3, 893.

#### УСТРОЙСТВО ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ ДИНАМИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ И ДАВЛЕНИЙ

А. И. Гончаров, А. Г. Фомичев

(Москва)

Процессы возникновения и развития ударных волн с амплитудой давления  $10 \div 100$  кбар в твердых телах характеризуются временами развития  $10^{-5} \div 10^{-6}$  с и сопровождаются большими разрушениями и интенсивными электромагнитными помехами. Это накладывает отпечаток на специфику измерений параметров ударных волн. Сигнал датчика должен передаваться на большие расстояния для регистрации без искажения электромагнитными помехами. В измерениях, где преобразователем механического воздействия в электрический сигнал является тензодатчик, это условие обычно выполняется за счет кратковременной перегрузки датчика (через него пропускается ток  $\sim 2$  А, что не приводит к искажению показаний датчика за время развития процесса, но сильно увеличивает его чувствительность).

Описываемое ниже устройство [1] обладает рядом достоинств по сравнению со своими предшественниками [2, 3]: оно достаточно простое, не требует сложной подготовки к работе и с его помощью можно передавать сигнал от тензодатчика на расстояния в несколько километров, что важно при измерениях на крупных взрывах. Суть этого устройства (рис. 1) в том, что тензодатчик и схема импульсного питания составляют одну часть устройства, находящуюся в месте измерения и соединяющуюся с регистратором (осциллографом), отнесенным от этого места на безопасное расстояние, кабельной линией связи (ЛС).

Подготовка к измерениям в полевых условиях выглядит следующим образом. Тензометрический датчик устанавливается в скважине, пробуренной в породе и направленной по предполагаемой нормали к фронту проходящей ударной волны. У устья скважины устанавливается схема импульсного питания тензодатчика с источником постоянного напряжения. К схеме импульсного питания, соединенной с тензодатчиком, подводится кабельная линия связи, по которой передается полезный сигнал на элект-