

Рис. 6. Зависимость $\varphi(V)$ от τ , рассчитанная по формуле (5) и по экспериментальным значениям $V(L)$ (обозначения см. на рис. 4).

справедлива модель несжимаемой идеальной жидкости. В случае пластины конечных размеров эту модель применять нельзя и необходимо учитывать механические характеристики материала пластины. В наиболее простом варианте пластину можно считать идеальным жесткопластическим телом. Зависимости, приведенные в работе, соответствуют такой модели и позволяют просто и с достаточной для практики точностью рассчитать текущую и конечную скорости элементов пластины в любом сечении. Эти зависимости получены, а следовательно, справедливы в широком интервале условий:

$$0,8 \leq \eta \leq 5,0; 2 \leq L_0 < \infty,$$

$$0,1 \leq \frac{\sigma_0}{\sigma_b} \leq 0,3.$$

Поступила в редакцию
23/V 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Дерибас. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
2. Сб. «Высокоскоростная деформация». М., «Наука», 1971.
3. Сб. переводов «Вспомогательные системы ракетно-космической техники». Под ред. И. В. Тишунина. М., «Мир», 1970.
4. Дж. С. Райнхарт, Дж. Пирсон. Поведение металлов при импульсивных нагрузках. М., ИЛ, 1958.
5. Г. А. Авакян, Л. А. Шушко. Взрывчатые вещества и средства инициирования. Ч. 1. М., МО СССР, 1966.
6. Ф. А. Баум, К. П. Станюкович, Б. И. Шехтер. Физика взрыва. М., «Физматгиз», 1959.
7. R. W. Gurney. V. R. L. Report, 1943, 405.
8. A. K. Aziz, H. Hurwitz and H. M. Sternberg. Phys. Fluids, 1961, 4, 3.
9. А. А. Дерибас, Г. Е. Кузьмин. ПМТФ, 1970, 1.
10. Г. Е. Кузьмин, В. И. Мали, В. В. Пай. ФГВ, 1973, 9, 4.
11. Г. М. Ляхов. ПМТФ, 1962, 3.
12. В. М. Кузнецов. ФГВ, 1973, 9, 4.
13. Р. Хилл. Математическая теория пластичности. М., «Гостехиздат», 1956.
14. М. Л. Уилкинс, М. У. Гуинан. Сб. переводов «Механика», 1973, 139, 3.
15. В. А. Далле, А. В. Носкин. ИФЖ, 1959, 2, 6.

УДК 593.3/5

ВЫСКОСКОРОСТНОЕ СОУДАРЕНИЕ ЖЕЛЕЗНЫХ ПЛАСТИН

И. В. Симонов, Б. С. Чекин

(Москва)

Высокоскоростное соударение пластин широко применяется для получения информации о динамической сжимаемости материалов [1—3]. Интерпретация полученных результатов обычно проводится в гидродинамическом приближении, а изучение явления ограничивается первой стационарной фазой распространения ударной волны. Регистрируемыми

параметрами здесь являются скорость ударной пластины и скорость движения ударного фронта в «мишени». Законы сохранения и кинематические параметры определяют для сжатого вещества его энергию, плотность и нормальное напряжение, мало отличающееся от гидростатического давления.

Дополнительные и существенные сведения о состоянии вещества доставляет изучение процесса затухания ударной волны при ее дальнейшем продвижении по мишени [4—9]. Затухание происходит в результате взаимодействия отраженной от свободной поверхности налетающей пластины волны разгрузки с фронтом ударной волны. Оно может быть выражено, например, в виде зависимости массовой скорости на ударном фронте от положения в пространстве этого фронта. Сравнение результатов теоретического исследования, использующего те или иные представления о модели среды, с данными подобных экспериментов дает сведения о поведении вещества в условиях высоких давлений и температур.

Экспериментальные данные по затуханию ударных волн в железе с амплитудой от 100 до 200 ГПа приведены и интерпретированы в [10] в представлениях упругопластической модели среды. В предлагаемой работе для получения более полных и точных характеристик сжатого железа в рамках той же модели дается сравнение результатов численного исследования упругопластических течений с данными опытов [10].

В соотношения, описывающие движение среды, входят, в частности, такие величины, как модуль сдвига G и предел текучести Y , характеризующие упругие и пластические свойства материала. Эти уравнения содержат также ударную адиабату, которая используется при построении уравнения состояния. Проводя расчеты по затуханию ударного фронта и сравнивая их с опытными данными, можно получить значения G и Y . Эти расчеты дают также добавочную информацию и об ударной адиабате, а именно, о ее наклоне. Адиабата, проведенная через экспериментальные точки, например по способу наименьших квадратов, может не согласовываться с опытами по затуханию ударного фронта. Малоотличающаяся от нее (в пределах экспериментальных ошибок) адиабата может иметь существенно различные наклоны. Таким образом, имеется некоторая свобода в выборе наклонов адиабаты, и нужно подобрать их так, чтобы как можно лучше удовлетворить опытным данным по затуханию фронта. Ограничимся рассмотрением задачи о соударении пластинки с полупространством.

Задача о соударении решается при помощи численных методов с использованием двух вычислительных алгоритмов. Первый, основанный на методе характеристик, позволял строить приближенное решение задачи и применялся при предварительных расчетах. Окончательные расчеты производились при помощи численной программы, реализующей разностный метод решения системы уравнений задачи и ранее использованной в [11], где и дано ее описание.

Описание физической ситуации. Приближенный способ вычисления затухания фронта ударной волны в начальные моменты времени. Бесконечная пластинка толщиной h с высокой скоростью ударяется о поверхность $x=0$ полупространства $x>0$. Вещество, заполняющее полупространство, и материал, из которого состоит пластинка, идентичны и находятся в недеформированном состоянии перед ударом. Вектор скорости пластины \vec{U}_0 в момент соударения $t=0$ направлен по нормали к поверхности пластины и полупространства. В результате соударения возникает плоское одномерное движение среды в области $-h < x < \infty$.

Дадим краткое качественное описание волновой картины движения и одновременно приближенный способ вычисления затухания фронта

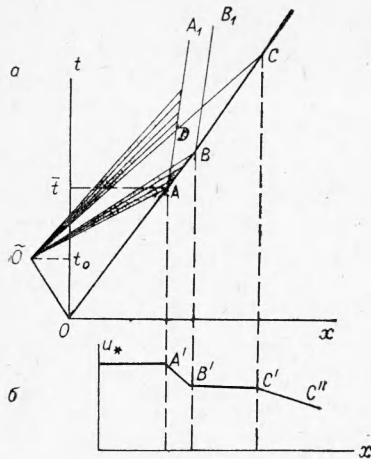


Рис. 1. Фронты волн в x, t -плоскости (схема) (а) и зависимость массовой скорости от координаты переднего фронта (приближенный подход) (б).

в первые моменты времени (подробное изложение можно найти в работах [10, 12]). На рис. 1, а в плоскости (x, t) схематически изображены задачи о соударении пластинки с полупространством.

В момент соударения $t=0$ образуются два ударных фронта, бегущие в разные стороны. Один из этих фронтов в момент $t=t_0$ достигает свободную поверхность пластинки и отражается в виде волны разрежения, которая расщепляется на две: упругую волну и следующую за ней пластическую. Обе волны, до момента времени $t=\tilde{t}$, соответствующего началу затухания фронта, описываются центрированными автомодельными волнами, которым в плоскости (x, t) соответствуют два веера характеристик, исходящих из точки O . AA_1, BB_1 — линии тока и являются контактными границами. Справа от BB_1 вещество находится

в пластическом состоянии с главным касательным напряжением $\bar{s} = -Y/2$, слева от AA_1 главное касательное напряжение $\bar{s} = Y/2$. На самом деле слева от AA_1 существует волна нагружения, распространяющаяся в отрицательном направлении оси x . Эта волна мала и ею в данном приближении пренебрегаем. В полосе, ограниченной линиями AA_1, BB_1 , вещество находится в частично упругоразгруженном состоянии, т. е. $-Y/2 \leq \bar{s} \leq Y/2$. В момент $t=\tilde{t}$ упругая волна разрежения догоняет ударный фронт OC , вызывая его затухание и первый резкий перепад в значении массовой скорости u_* на ударном фронте (участок кривой затухания $A'B'$ изображен на рис. 1, б). В точке D пластическая волна разрежения начинает вторично упруго разгружать материал. Фронт упругой разгрузки — упругая характеристика DC . Точка C соответствует началу вторичной упругой разгрузки ударного фронта и второму резкому перепаду массовой скорости u_* (участок кривой затухания $C'C''$ на рис. 1, б).

Выбранное положение, в частности, заключается в том, что все характеристики считались прямыми, а расчет затухания сводился к вычислению положения точек A, B, C, D на u_*, x -плоскости.

Математическая постановка задачи. Для интерпретации экспериментальных данных по затуханию ударных волн в железе, вызванных ударом пластин [10], примем уравнение состояния Ми — Грюнайзена для описания объемного деформирования среды и соотношения идеального упругопластического течения — для сдвигового. Учет упругопластического сопротивления сдвигу дает объяснение тем характерным особенностям кривых затухания ударной волны, получаемых из опытов, которые не находят объяснения в рамках гидродинамической схемы.

Полная система уравнений задачи включает уравнения движения, неразрывности и энергии

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial \sigma}{\partial r}, \quad \frac{\partial v}{\partial t} = \frac{\partial u}{\partial r}, \quad \frac{\partial e}{\partial t} = \sigma \frac{\partial v}{\partial t}, \quad (1)$$

уравнения состояния

$$p = p(v, e) = -\sigma_*(v) [1 - \gamma(1-v)/2v] + \gamma e/v + s_0, \quad (2)$$

$$\gamma = 2/3 + 1,1v \quad (3)$$

и соотношения упругопластического течения с условием текучести Мизеса

$$\frac{\partial s}{\partial t} = \frac{4}{3} \frac{G}{\nu} \frac{\partial v}{\partial t}, \quad (4)$$

если $|s| < s_0$;

$$|s| = s_0,$$

если $s \operatorname{gn}(\partial v / \partial t) = s \operatorname{gn} s$.

Здесь u — массовая скорость, σ — нормальное напряжение по направлению движения, v — удельный объем, e — полная удельная внутренняя энергия, s — девиатор тензора напряжения, r — массовая лагранжева переменная, связанная с эйлеровой координатой частиц x соотношением $v dr = dx$, γ — коэффициент Грюнайзена, G — модуль сдвига, $s_0 = 2k/\sqrt{3} = 2Y/3$, где k — константа текучести Мизеса, Y — предел текучести для простого растяжения.

Имеют место также соотношения

$$\frac{\partial x}{\partial t} = u, \quad \sigma = -p + s. \quad (5)$$

Здесь и далее звездочкой будем отмечать величины на ударном фронте.

Уравнение (2) равносильно уравнению Ми — Грюнайзена и отличается от него тем, что оно ассоциировано с ударной адиабатой $\sigma = \sigma_*(v)$, а не с кривой холодного сжатия. Отметим, что в этом уравнении выброшен член, связанный с энергией упругого сдвига, вследствие его незначительной роли. Соотношение (3) — это экспериментальная зависимость коэффициента Грюнайзена от удельного объема, аппроксимирующая данные, приведенные в работе [10].

Начальные и краевые условия, отвечающие физическому смыслу задачи:

$$\begin{aligned} u &= U_0, & -h/v_0 < r < 0, & & t = 0; \\ u &= 0, & r > 0, & & t = 0; \\ \sigma &= 0, & v = v_0, & -h/v_0 < r < \infty, & t = 0; \\ \sigma &= 0, & r = -h/v_0, & & t > 0. \end{aligned} \quad (6)$$

Задача состоит в определении функций $\sigma(r, t)$, $p(r, t)$, $s(r, t)$, $u(r, t)$, $e(r, t)$, $x(r, t)$, $v(r, t)$ в области $-h/v_0 < r < \infty$, $t > 0$, удовлетворяющих системе уравнений (1) — (5) и условиям (6). Для сравнения с экспериментом необходимо определить зависимость

$$u_* = u_*(x_*) = u[x_*, t(x_*)],$$

где $x_* = x_*(t)$ — закон движения ударной волны в глубь среды.

Параметрами задачи являются: G — модуль сдвига, Y — константа текучести, γ — коэффициент Грюнайзена и $\sigma_* = \sigma_*(v)$ — уравнение ударной адиабаты. Для ударной адиабаты вместо этого соотношения можно использовать зависимость $D = D(u_*)$ где D — скорость фронта ударной волны; переход от зависимости $\sigma_* = \sigma_*(v)$, к $D = D(u_*)$ и наоборот совершается при помощи соотношений на фронте ударной волны, следующих из законов сохранения. Зависимость $\sigma_* = \sigma_*(v)$ или $(D = D(u_*))$ определялась в результате аппроксимации многочисленных экспериментальных данных по ударному сжатию железа [3, 13—17]. Параметры G и Y подбирались так, чтобы обеспечить совпадение расчета с экспериментом.

Результаты сравнения численного решения с экспериментальными данными. На рис. 2,3 для скоростей налетающей пластинки $U_0 = 4,0$ км/с, $U = 5,6$ км/с, соответственно, в плоскости u, \bar{x} (где \bar{x} — координата

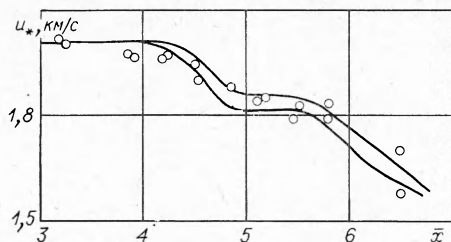


Рис. 2. Экспериментальные и расчетные данные о затухании массовой скорости на фронте ударной волны (скорость удара 4 км/с).

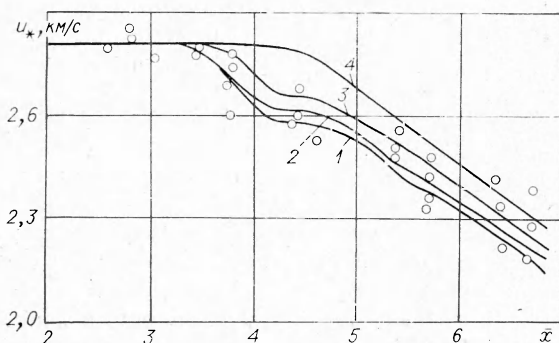


Рис. 3. Экспериментальные и расчетные данные о затухании массовой скорости на фронте ударной волны (скорость удара 5,6 км/с).

1, 2, 3 — расчет по упругопластической теории; 4 — расчет по гидродинамической модели.

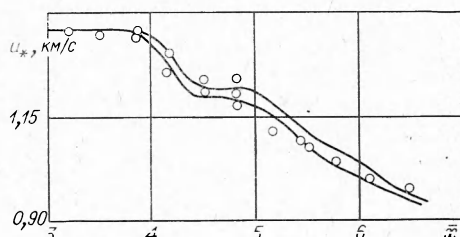


Рис. 4. Экспериментальные и расчетные данные о затухании массовой скорости на фронте ударной волны (скорость удара 2,7 км/с).

фронта, измеренная в единицах длины налетающей пластинки h) представлены опытные данные по затуханию ударного фронта, взятые из работы [10]. Л. В. Альтшулером были любезно предоставлены аналогичные данные для $U_0 = 2,7$ км/с, изображенные на рис. 4.

Было проведено несколько серий расчетов для различных вариантов аппроксимации $\sigma_*(v_*)$ ($D=D(u_*)$). Сравнение по первым вариантам не дало хорошего согласия. Анализ результатов позволил сделать вывод о том, что причиной расхождений являлась неудовлетворительная аппроксимация ударной адиабаты.

При каждой фиксированной зависимости $\sigma_* = \sigma_*(v_*)$ ($D=D(u_*)$) и фиксированном γ параметры G и Y следующим образом влияют на ход кривой $u_* = u_*(\bar{x}_*)$. Модуль сдвига определяет начало затухания (точку A и A' на рис. 1), поскольку от него зависит энтропическая продольная скорость звука, т. е. наклон характеристики $\bar{O}A$. Предел текучести ответ-

ствен за величину перепада массовой скорости на фронте ударной волны (участок $A'B'$ на рис. 1). Соответствующим выбором G и Y , таким образом, можно совместить кривую $u_* = u_*(\bar{x}_*)$ с экспериментальными точками на начальном участке. Тогда совпадение на оставшемся участке этой кривой указывало бы правильность аппроксимации входной функции $\sigma_* = \sigma_*(v_*)$ ($D=D(u_*)$).

Вычисления показывают, что на положение нижней части кривой $u_* = u_*(\bar{x}_*)$ сильно влияет производная $d\sigma_*/dv_*$, которая в значительной степени определяет скорости распространения возмущений в среде, т. е. наклоны характеристик в области волны разгрузки, а значит и положения точек пересечения этих характеристик с фронтом ударной волны: малая вариация производной $d\sigma_*/dv_*$ приводит к существенному сдвигу кривой $u_* = u_*(\bar{x}_*)$ на (x_*, u_*) -плоскости. Так изменение значения этой производной на некотором участке $\sigma_* - v_*$ -диаграммы на 5% приводит по приближенной оценке (и это подтверждается численным счетом) к сдвигу по координате x_* соответствующего участка кривой $u_* = u_*(\bar{x}_*)$.

на величину порядка h . Следовательно, для получения требуемой точности расчета необходимо довольно точно знать производные функций $\sigma_* = \sigma_*(v_*)$ или $D = D(u_*)$. В то же время известно, что аппроксимация функции, заданной точечно, непрерывной кривой обычно дает хорошее согласие по значениям самой функции, но не по значениям ее производной. Таким образом возникла задача аппроксимации зависимостей $\sigma_* = \sigma_*(v_*)$ или $D = D(u_*)$ такой единой гладкой кривой, которая давала бы удовлетворительное согласие с экспериментальными данными по значениям этих функций и данными по затуханию ударной волны, причем последние косвенно указывают на значения производных этих функций.

Ударная адиабата в плоскости (D, u_*) аппроксимировалась дробно рациональным выражением вида

$$D(u_*) = \frac{\sum_{i=0}^{N_1} a_i u_*^i}{1 + \sum_{j=1}^{N_2} b_j u_*^j} \quad (7)$$

при помощи программы, представленной автором И. И. Шарипджановым. Программа предназначена для построения функции вида (7) по заданным значениям функции и ее производной в отдельных точках. Кривая, построенная по (7), должна охватывать область давления от 33 до 950 ГПа, где кончаются экспериментальные данные.

Результаты расчетов кривых $u_* = u_*(\bar{x})$ с использованием полученного оптимального $D-u_*$ -соотношения представлены на рис. 2—4. Имеет место удовлетворительное согласие с экспериментальными данными (в пределах разброса). Различные кривые на одном и том же графике соответствуют различным значениям входящих параметров G и Y . Поскольку экспериментальных точек недостаточно для проведения статистической обработки, критерием сравнения теоретических расчетов с экспериментом является прохождение кривой $u_* = u_*(\bar{x})$ через все большие группы точек. Если оказывалось, что какая-либо группа точек целиком лежит ниже или выше расчетной кривой, то такая кривая не принималась во внимание. На рис. 3 кроме кривых 1—3, рассчитанных по упругопластической теории, показана кривая 4, рассчитанная по гидродинамической модели ($Y=0$). Видно, что все экспериментальные точки в области затухания ударной волны лежат ниже этой кривой. Это обстоятельство и служит основанием для использования упругопластической модели материала.

Результаты обработки экспериментальных данных приведены в табл. 1. Для каждой серии опытов, соответствующих скоростям удара 2,7; 4,0 и 5,6 км/с даны значения параметров ударных волн до начала затухания. Разброс величин G , Y и v обусловлен, как указывалось, разбросом экспериментальных данных.

Таблица 1

$1/v_*$	$-\sigma_*$, ГПа	u_* , км/с	D , км/с	$D'(u_*)$	c_e , км/с	K , ГПа	G , ГПа	v	Y , ГПа	γ
1,287	64,0	1,35	6,05	1,97	7,79	497	$87,5 \pm 7,5$	$0,417 \pm 0,006$	$1,55 \pm 0,25$	1,522
1,389	122,2	2,0	7,15	1,52	8,19	592	96 ± 9	$0,423 \pm 0,007$	$1,9 \pm 0,4$	1,46
1,503	183,8	2,8	8,36	1,58	9,69	898	164 ± 26	$0,415 \pm 0,013$	$2,9 \pm 1,0$	1,40

Примечание. $u_* = U_0/2$ — массовая скорость, D — волновая скорость, σ_* — напряжение, K — изэнтропический модуль объемного сжатия, c_e — изэнтропическая продольная скорость звука.

Таблица 2

i, j	a_i	b_j
0	-3,89651	—
1	-6,22600	-1,62032
2	6,96614	1,80939
3	-1,22343	-0,68504
4	-0,31660	0,109715
5	-0,144848	—

Отметим, что самый большой разброс этих данных при максимальной скорости соударения. Следствием этого является наибольший разброс подобранных параметров. Можно указать более вероятные средние значения этих параметров с меньшими значениями отклонений от средних, приняв предположение о монотонно возрастающей зависимости коэффициента Пуассона от давления в исследуемой области. Нет физического объяснения иному характеру этой зависимости. Тогда, принимая во внимание только те значения ν и соответствующие им рассчитанные кривые и значения других параметров, которые находятся в согласии с этим предположением, получим для $U_0=5,6$ км/с, $\nu=0,422\pm 0,006$, $G=157\pm 19$ ГПа, $Y=27\pm 9$ ГПа.

Как видно из табл. 1, в рассматриваемом диапазоне высоких давлений ударного сжатия предел текучести Y и модуль сдвига G существенно растут с увеличением давления и в несколько раз превышают свои значения при нормальных условиях.

Было исследовано влияние параметра Грюнайзена γ на результаты вычислений. Выяснено, что вариация γ в пределах 5% требует изменения величин G , Y и ν в пределах 8,5; 3,5% соответственно уменьшающимся значениям скорости удара U_0 для того, чтобы значения функции $u_*(x_*)$ практически не изменились.

В расчетах для каждого значения скорости U_0 величина G полагалась постоянной. В то же время из табл. 1 видно, что модуль сдвига зависит от давления. Проведен расчет с линейной зависимостью $G=G(p)$, аппроксимирующей данные табл. 1, который показал, что учет этой зависимости не является существенным. Это объясняется тем, что влияние модуля сдвига сказывается только на начальном этапе затухания, где изменения давления еще малы.

В работе также получена новая аппроксимация ударной адиабаты железа в форме (7), заданная коэффициентами табл. 2. Частные значения величин D , u , $D'(u)$ приведены в табл. 3. Остановимся подробно на начальном участке адиабаты, сопоставленной на рис. 5 в координатах $-\sigma$, i/v с рентгеноструктурными измерениями плотности [18, 19] и динамическими данными по одномерной сжимаемости [3, 17] в диапазоне давлений 40—46 ГПа.

Как видно из графика, эти динамические точки лежат слева от новой адиабаты, удовлетворяющей опытам по затуханию ударного фронта в области давлений 43—64 ГПа, и относятся, следовательно, к неравно-

Таблица 3

u_* , км/с	ν D , км/с	$D'(u_*)$, км/с	u_* , км/с	D , км/с	$D'(u_*)$, км/с
0,5	4,183	1,488	4,2	10,61	1,546
0,6	4,354	1,911	4,4	10,92	1,518
0,8	4,794	2,404	4,6	11,22	1,492
1,0	5,281	2,404	4,8	11,51	1,468
1,2	5,740	2,169	5,0	11,80	1,447
1,4	6,148	1,913	5,2	12,09	1,429
1,6	6,509	1,713	5,4	12,38	1,414
1,8	6,838	1,584	5,6	12,66	1,400
2,0	7,147	1,515	5,8	12,94	1,389
2,2	7,447	1,494	6,0	13,21	1,380
2,4	7,747	1,507	6,2	13,49	1,372
2,6	8,052	1,540	6,4	13,76	1,365
2,8	8,363	1,578	6,6	14,03	1,359
3,0	8,682	1,610	6,8	14,31	1,354
3,2	9,006	1,628	7,0	14,58	1,350
3,4	9,332	1,631	7,2	14,85	1,346
3,6	9,658	1,620	7,4	15,11	1,343
3,8	9,980	1,600	7,6	15,38	1,340
4,0	10,30	1,574	7,8	15,65	1,338

весной смеси фаз низкого (α) и высокого (ϵ) давлений. Сохранение значительных концентраций α -фазы до давлений 30 ГПа, значительно превышающих критическое, было обнаружено в рентгеноструктурных исследованиях [18], выполненных в условиях статического сжатия. Выводы о большом гистерезисе α — ϵ -перехода были сделаны также в [20] на основании изучения монокристаллических образцов после их динамического нагружения до давлений 50 ГПа.

Количественные характеристики сжимаемости ϵ -фазы по [18] вызывают большие сомнения, так как они противоречат результатам [19], данным по однократному сжатию и ходу адиабаты, выявленному в настоящем исследовании.

Железо и мягкая сталь часто используются в качестве вещества — стандарта при динамических измерениях. Наличие неравновесных состояний делает целесообразным применение для этих целей ударной адиабаты (7) при давлениях, превышающих 60 ГПа, т. е. в диапазоне массовых скоростей $2,35 < u < 8$ км/с.

В заключение отметим основные результаты работы. Проведена теоретическая обработка экспериментальных данных по затуханию ударных волн в железе. При этом для решения задачи, моделирующей явление соударения пластины с мишенью, были использованы две вычислительные процедуры. Получено уточненное уравнение ударной адиабаты железа (ϵ -фазы), учитывающее данные непосредственных измерений и результаты сравнения теории с экспериментами по затуханию. С использованием полученной ударной адиабаты выявлены такие значения Y и G упругопластических параметров железа в области давлений 60 — 180 ГПа, которые дают удовлетворительные совпадения расчета с экспериментом.

Настоящее исследование выполнено по инициативе Л. В. Альтшулера, которому авторы выражают свою признательность.

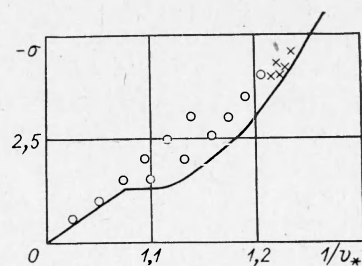


Рис. 5. Начальный участок ударной адиабаты железа.

○ — экспериментальные данные [18, 19];
× — экспериментальные данные [3, 17];
— — расчетная кривая.

Поступила в редакцию
12/V 1974

ЛИТЕРАТУРА

1. Л. В. Альтшулер. УФН, 1965, 85, 2.
2. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., 1966.
3. R. G. McQueen, S. P. Marsh и др. В кн.: High velocity impact Phenomena. R. S. Kinslow (Ed.), N—Y, 1970.
4. Л. В. Альтшулер, С. Б. Кормер и др. ЖЭТФ, 1960, 38, 4.
5. G. R. Fowles. J. Appl. Phys., 1961, 32, 8.
6. D. R. Crippa. J. Appl. Phys., 1963, 34, 9.
7. I. O. Ergman, A. V. Christensen. J. Appl. Phys., 1967, 38, 13.
8. A. S. Kusubov, M. Thiel. J. Appl. Phys., 1969, 40, 2.
9. С. А. Новиков, Л. М. Синицин. ПМТФ, 1970, 6.
10. Л. В. Альтшулер, М. И. Бражник, Г. С. Телегин. ПМТФ, 1971, 6.
11. И. В. Симонов. МТТ, 1974, 2.
12. Л. М. Флитман. МТТ, 1974, 2.
13. Л. В. Альтшулер, К. К. Крупников и др. ЖЭТФ, 1958, 34, 4.
14. Л. В. Альтшулер, С. Б. Кормер, А. А. Баканова и др. ЖЭТФ, 1960, 38, 3.
15. К. К. Крупников, А. А. Баканова и др. Докл. АН СССР, 1963, 148, 6.
16. C. Skidmore, E. Morris. Proc. of Symposium. Vienna, May, 1962.
17. R. G. McQueen, S. K. Marsh. J. Appl. Phys., 1960, 31, 1253.
18. R. L. Clendenen, H. G. Drickamer. J. Phys. Chem. Solids, 1964, 25, 865.
19. T. Takahashi, W. A. Bassett. Science, 1964, 145, 3661.
20. В. Н. Герман, М. П. Сперанская и др. ФММ, 1970, 30, 5.