

4. К. П. Станюкович. Неустановившиеся движения сплошной среды. М., «Наука», 1971.
5. M. F. Rose. F. I. Grase. Britt. J. Appl. Phys., 1967, 18, 671.
6. Л. В. Альтшулер, С. Б. Кормер и др. ЖЭТФ, 1960, 38, 3, 790.
7. А. Н. Дремин, Г. И. Канель. ФГВ, 1972, 8, 1, 147.
8. Б. А. Тарасов. Проблемы прочности, 1972, 12, 63.
9. А. Н. Дремин, Г. И. Канель, С. А. Колдунов. Горение и взрыв. М., «Наука», 1972, с. 569.
10. С. А. Новиков, И. И. Дивнов, А. Г. Иванов. ФММ, 1966, 21, 4, 608.
11. А. Н. Дремин, Г. И. Канель, А. М. Молодец. ФГВ, 1972, 8, 2, 283.

УДК 539.58

СКОРОСТЬ ОТКОЛА В ТВЕРДОЙ СРЕДЕ ПРИ ДЕЙСТВИИ СИЛЬНОЙ УДАРНОЙ ВОЛНЫ

С. В. Бобровский, В. М. Гоголев, Б. В. Замышляев, В. П. Ложкина
(Ленинград)

Исследование ряда прикладных вопросов о сильных ударных волнах в твердых телах связано с необходимостью описания термодинамических свойств конденсированных сред в широком диапазоне состояний. В частности, для решения задачи об отколе при выходе на поверхность твердой среды сильной ударной волны с давлением на фронте порядка нескольких мегабар и выше уравнение состояния должно достаточно правильно отражать свойства среды от сверхвысоких до относительно низких состояний. Однако решение этого вопроса наталкивается на трудности, связанные с отсутствием в настоящее время необходимых экспериментальных данных и теоретических моделей. Поэтому при решении прикладных задач используются различные интерполяционные подходы, опирающиеся на асимптотические модели твердых сред [1].

Один из таких подходов был предложен в работе [2]. Интерполяционные построения в [2] опирались на модель Томаса — Ферми при сверхвысоких состояниях и на уравнение состояния Ми-Грюнайзена при сравнительно низких состояниях. В силу специфики исследуемой задачи в этой работе основное внимание было уделено учету процессов теплового возбуждения электронов и ионизации. Процессы испарения и диссоциации не рассматривались.

Настоящая работа является развитием [2]. В ней предлагается способ построения интерполяционного уравнения состояния, учитывающего как ионизацию, так процессы испарения и диссоциации. Построенное на основе этого способа уравнение состояния гранита в работе используется для исследования процессов отражения и преломления на границах среды плоских ударных волн как малой, так и большой интенсивности. Результаты исследования позволяют получить представление об области применимости и точности гипотезы «зеркального отражения» и гипотезы «удвоения», применяемых в методах отражения и откола при экспериментальном исследовании динамической сжимаемости твердых тел.

УРАВНЕНИЕ СОСТОЯНИЯ

Для описания состояния среды использовалась известная [1] трехчленная форма уравнения состояния:

$$\begin{aligned} p &= p_x + p_y + p_e, \\ E &= E_x + E_y + E_e, \end{aligned} \quad (1)$$

где p_i и E_i — соответственно компоненты давления и энергии; $i = x, y, e$

обозначают соответственно «холодную» часть состояния, тепловое возбуждение ядер и тепловую электронную компоненту состояния.

Для описания электронной компоненты состояния были использованы уточненные интерполяционные формулы работ [2, 3], построенные на основе результатов расчетов модели атома Томаса—Ферми, приведенных в работе [4]:

$$p_e = \frac{452 \cdot z^{1/3} T^2 (v M_{cp})^{-1/3}}{1 + 5,45 \cdot 10^{-6} z^{-2/3} (v M_{cp})^{2/3} T} \cdot \left[1 + \frac{7,35 \cdot 10^{-2} (z M_{cp} v)^{1/2}}{1 + 4,2 \cdot 10^{-10} \cdot z^{-1} v M_{cp} T^{3/2}} \right]^{-1} \text{ дин/см}^2,$$

$$E_e = p_e \cdot v \cdot f_1(v, T, M_{cp} z) \frac{\partial p_e}{\partial T},$$

$$f_1(v, T, M_{cp}, z) = \left[\frac{3}{2} + \frac{3,3 \cdot 10^{-5} (z v \cdot M_{cp})^{1/3} \cdot (T^{8/9} z^{-32/27} + 3,34 \cdot 10^3)}{1 + 3,43 \cdot 10^{-7} \cdot z^{-2} T^{3/2} + 1,08 \cdot 10^{-8} \cdot z^{-1/3} v M_{cp} T} \right] \times \\ \times \left\{ 1 + \frac{3,78 \cdot 10^5 (z M_{cp} v)^{-0,261} \cdot z^{4/3} \cdot T^2}{[T + 2,46 \cdot 10^5 \cdot z^{4/3} (z M_{cp} v)^{-0,223}]^3} \right\}, \quad (2)$$

где M_{cp} — средний атомный вес; z — среднее число электронов на атом; v — удельный объем ($\text{см}^3/\text{г}$); T — абсолютная температура ($^\circ\text{K}$).

Ядерные компоненты состояния в (1), характеризующие тепловое движение атомов и молекул, были построены с учетом процессов испарения и диссоциации. С этой целью свободная энергия для ядерной компоненты состояния представлялась в виде

$$F = F_{\text{конд}} + N \cdot k \cdot T \cdot \ln(1 + z_1^{n_1})^{1/n_1} - N \cdot k \cdot T \cdot \ln(1 + z_2^{n_2})^{1/n_2}, \quad (3)$$

где $F_{\text{конд}}$ — свободная энергия конденсированного состояния среды; N — число молекул; k — постоянная Больцмана; z_1 и z_2 — некоторые интерполирующие функции; n_1 и n_2 — константы, определяемые ниже.

Функции z_1 и z_2 выбирались таким образом, чтобы интерполяционная зависимость (3) при низких состояниях давала свободную энергию тепловой компоненты конденсированного состояния ($z_1 = z_2 = 0$), при испарении вещества — свободную энергию тепловой компоненты испаренного вещества ($z_1 \gg 1, z_2 \sim 0$), при диссоциации вещества — свободную энергию тепловой компоненты диссоциированного вещества ($z_1 \gg 1; z_2 \gg 1$). Константы n_1 и n_2 определяют скорость перехода из одного состояния в другое.

Для описания указанных выше «предельных» видов свободных энергий использовались известные представления свободных энергий молекулярных и атомарных газов [1]. Предполагалось, что холодные и электронные компоненты состояния общие для всех описанных выше переходов.

На основании изложенного подхода для гранита интерполяционные функции были получены в виде:

$$z_1 = a T^{5/2} v^{9T-1}, \\ z_2 = \begin{cases} b \frac{v^2}{T^2} e^{-\frac{Q_{\text{дисс}} M}{RT}} & \text{при } T < \frac{M \cdot Q_{\text{дисс}}}{2R} = T_2, \\ b \frac{v^2}{T_2^2} e^{-2} & \text{при } T > T_2; \end{cases} \quad (4)$$

$$a = \frac{h^5 N \theta_1 \cdot \theta_2^2 \cdot \theta_3}{(2\pi)^{7/2} e \theta_0^9 v_0^9 \cdot M^3 2 k^{5/2} \cdot I};$$

$$b = \frac{50 \cdot e^2 \cdot \pi M_{\text{си}}^{3/2} M_0^3 k^2 \theta_1 \theta_2^2 \theta_3}{4 h^4 M^{3/2} \cdot N^2 \cdot J},$$

где $\theta_0=600^\circ\text{K}$ и $v_0=0,388\text{ см}^3/\text{г}$ — температура Дебая и объем при нормальных условиях; $\theta_1=1351^\circ\text{K}$, $\theta_2=603^\circ\text{K}$, $\theta_3=1780^\circ\text{K}$ [5] — температуры, характеризующие колебания атомов в молекуле¹; SiO_2 ; $I=1,28\cdot 10^{-38}\text{ г}\cdot\text{см}^2$ [5] — момент инерции SiO_2 ; $M_{\text{SiO}_2}M_{\text{Si}}$, M_0 — молекулярный и атомные веса SiO_2 , Si и O ; h — постоянная Планка, $Q_{\text{дисс}}=5040\text{ кал/г}$ — энергия диссоциации; $\gamma = \frac{2}{3}$ — коэффициент Грюнайзена.

Из (3) и (4) для ядерных компонент состояния получаем следующие выражения:

$$p_{\text{я}} = \frac{9\gamma RT}{vM} - (9\gamma - 1) \frac{RT}{vM} \cdot \frac{z_1^{n_1}}{1 + z_1^{n_1}} + \frac{2RT}{vM} \cdot \frac{z_2^{n_2}}{1 + z_2^{n_2}}, \quad (5)$$

$$E_{\text{я}} = \frac{9RT}{M} - \frac{5}{2} \frac{RT}{M} \cdot \frac{z_1^{n_1}}{1 + z_1^{n_1}} - \left(\frac{2RT}{M} - Q_{\text{дисс}} \right) \cdot \frac{z_2^{n_2}}{1 + z_2^{n_2}}. \quad (6)$$

На основании сравнения результатов расчета по (5) и (6) с расчетными и экспериментальными данными [5, 6] были выбраны значения $n_1=1/4$; $n_2=1/5$.

Для построения компоненты холодного состояния использовался следующий подход. Давление холодного сжатия представлялось в виде

$$p_x(\rho) = \begin{cases} p_x(\rho) & \text{при } \rho > \rho_{\text{ок}} \\ A(\delta^m - \delta^n) & \text{при } \delta = \frac{\rho}{\rho_{\text{ок}}} < 1, \end{cases} \quad (7)$$

где $\rho_{\text{ок}}=2,59\text{ г/см}^3$ — плотность вещества при 0°K ; A , m , n — параметры, определяемые ниже. Функция $p_x(\rho)$ задавалась таблично.

В области сжатий ($\rho > \rho_{\text{ок}}$) давление холодного сжатия строилось так, чтобы в области экспериментальных данных по ударной сжимаемости расчетная ударная адиабата наилучшим образом согласовалась с указанными экспериментальными данными, а в области больших сжатий построенная зависимость асимптотически приближалась к давлению холодного сжатия в модели атома Томаса—Ферми.

В области растяжений ($\rho < \rho_{\text{ок}}$) использовалась применяемая в термодинамике твердых тел [7] аппроксимация (7), параметры в которой подбирались из условий:

непрерывность и гладкость сопряжения давления холодного сжатия до первой производной включительно в точке $\rho = \rho_{\text{ок}}$;

равенство энергии холодного сжатия при $v \rightarrow \infty$ энергии сублимации вещества.

Принимая $n=5/3$, энергию сублимации $9,92\cdot 10^{10}$ эрг/г и объемную скорость звука при нормальных условиях $3,7\text{ км/с}$, получим:

$$A = 25\cdot 10^{10}\text{ дин/см}^2, m = 3,115.$$

Энергия холодного сжатия определялась с помощью известного термодинамического соотношения

$$E_x = - \int_{v_{\text{ок}}}^v p_x(v) dv. \quad (8)$$

Таким образом, построенные зависимости (2)—(8) в совокупности с (1) полностью определяют термодинамические параметры среды во всей области состояний. С целью сравнения был выполнен расчет

¹ Основным компонентом гранита является SiO_2 , поэтому все константы были взяты для этого компонента.

Таблица 1

Ударная адиабата гранита

ρ/ρ_0	$T, ^\circ\text{K}$	$p_x \cdot$ Мбар	$p_y \cdot$ Мбар	$p, \text{Мбар}$	$E_x, \text{эрг/г}$	$E_y, \text{эрг/г}$	$E, \text{эрг/г}$
1,2	337	0,0648	0,0085	0,0734	$0,192 \cdot 10^{10}$	$0,150 \cdot 10^{10}$	$0,344 \cdot 10^{10}$
1,6	659	0,203	0,022	0,226	1,19	0,55	1,75
2,0	$5,34 \cdot 10^3$	1,11	0,23	1,35	3,91	8,89	13,2
2,4	13,6	2,77	0,77	3,62	9,88	28,7	41,2
2,8	39,0	5,11	2,70	8,52	18,7	69,4	107
3,2	$8,65 \cdot 10^4$	8,24	6,80	18,4	$2,70 \cdot 10^{11}$	$11,5 \cdot 10^{11}$	$19,7 \cdot 10^{11}$
3,6	16,2	12,0	14,0	37,2	4,30	24,2	52,3
4,0	30,5	16,9	31,7	81,0	5,90	44,0	118
4,2	43,5	19,2	42,5	127	6,70	61,7	188
4,4	70,7	22,0	70,5	233	7,60	97,7	350
4,6	147	25,1	145	572	8,50	194	870

ударной адиабаты гранита (табл. 1). Результаты расчета (рис. 1) удовлетворительно согласуются с известными экспериментальными данными, что свидетельствует о правильном выборе $p_x(\rho)$ и применимости принятых выше гипотез.

ГРАНИЦА ОБЛАСТИ ДВУХФАЗНОГО СОСТОЯНИЯ

Соотношения (1) — (8) можно рассматривать как количественное описание термодинамических параметров некоторой модели твердой среды, для которой существенными являются процессы испарения, диссоциации и ионизации. Представляет инте-

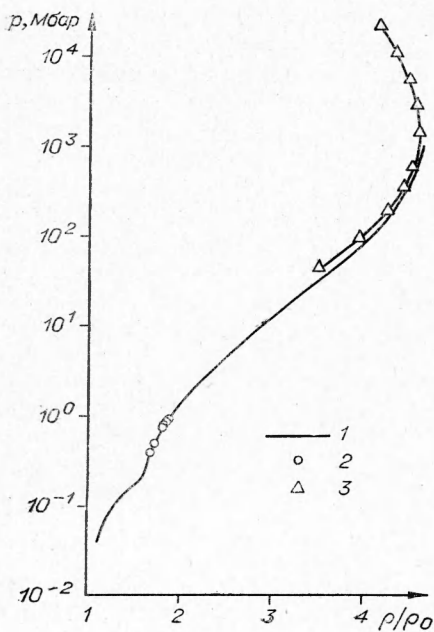


Рис. 1. Ударная адиабата гранита.

1 — расчет; 2 — эксперимент [6];
3 — расчет по модели Томаса — Ферми.

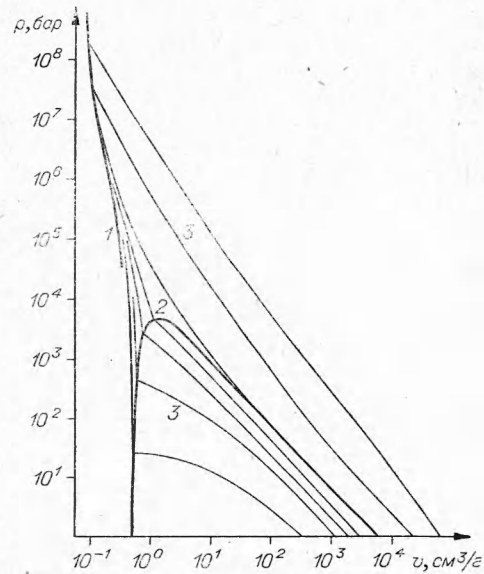


Рис. 2. Ударная адиабата, область двухфазности и изэнтропы для гранита.

1 — ударная адиабата; 2 — граница двухфазной области; 3 — изэнтропы.

Таблица 2

Термодинамические параметры на границе двухфазной области

p, бар	T, °K	Твердая среда						Газ					
		$v_k \cdot 10^{-3}$, см ³ /г	$p_{\text{ж}} \cdot 10^{-3}$, бар	$p_{\text{к}} \cdot 10^{-3}$, бар	$E_{\text{ж}} \cdot 10^{-10}$, эрг/г	$E_{\text{к}} \cdot 10^{-9}$, эрг/г	$E_{\text{г}} \cdot 10^{-10}$, эрг/г	$v_{\text{г}}$, см ³ /г	$p_{\text{ж}}$, бар	$p_{\text{к}}$, бар	$E_{\text{ж}} \cdot 10^{-10}$, эрг/г	$E_{\text{к}} \cdot 10^{-10}$, эрг/г	$E_{\text{г}} \cdot 10^{-10}$, эрг/г
0,5	2685	0,478	44,7	1,90	3,85	1,83	4,30	11645	0,327	0,182	2,66	1,12	13,7
1,0	2723	0,480	45,1	1,95	3,92	1,88	4,38	5779	0,666	0,361	2,66	1,13	13,9
4,0	2882	0,489	46,7	2,16	4,18	2,13	4,70	1583	2,59	1,65	2,83	1,79	14,5
16	3132	0,505	49,0	2,50	4,58	2,56	5,23	459	9,88	7,99	3,14	2,19	15,1
64	3464	0,530	51,3	2,97	5,14	3,20	5,99	130	41,2	38,2	3,61	2,34	15,6
256	3879	0,569	53,0	3,57	5,86	4,16	7,03	335	225	178	4,30	2,15	15,6
1024	4388	0,640	52,7	4,25	6,82	5,65	8,53	8,75	1677	709	5,57	1,78	15,5
2000	4711	0,708	50,6	4,62	7,48	6,85	9,68	4,86	4297	1279	6,59	1,63	15,5
3000	4949	0,782	47,6	4,79	7,99	7,94	10,7	3,36	7649	1848	7,39	1,55	15,5
4096	5160	0,887	43,0	4,83	8,47	9,17	11,8	2,43	12443	2512	8,10	1,46	15,3
4600	5246	0,955	40,2	4,77	8,67	9,82	12,3	2,10	15357	2867	8,40	1,42	15,2
5100	5325	1,053	36,4	4,62	8,84	10,6	13,0	1,78	19239	3295	8,68	1,36	14,9

рес построение для этой модели области двухфазного состояния «конденсированное состояние — газ» и сравнение с имеющимися данными по двухфазной области для гранита. В связи с этим были проведены расчеты границы двухфазной области, в основу которых было положено известное требование равенства свободных энергий Гиббса на границе фаз. Однако ввиду отсутствия явного выражения этого потенциала для электронной компоненты указанное условие при расчетах было заменено эквивалентным ему уравнением вида

$$\int_{v_k}^{v_g} p(v, T) dv - p(v_g - v_k) = 0, \quad (9)$$

где индексы к и г обозначают величины параметров на границе ветви двухфазной области, лежащей соответственно со стороны конденсированного и газообразного состояний. Результаты расчетов, выполненных на ЭВМ, представлены на рис. 2 и в табл. 2. В критической точке параметры имеют следующие значения: $p_{\text{кр}} = 5400$ бар; $T_{\text{кр}} = 5400^\circ \text{K}$; $v_{\text{кр}} = 1,35$ см³/г.

Из табл. 2 следует, что при атмосферном давлении температура кипения составляет $2,7 \cdot 10^3$ °K. В работах [8, 9] для кварца приводятся температуры кипения 2500 и 2860° K. Эти данные согласуются с полученной выше температурой кипения. С целью сравнения был проведен расчет зависимости температуры кипения от давления для кварца на основе таблиц [5] по схеме идеального газа. Эти данные также находятся в удовлетворительном согласии с данными табл. 2. Приведенные сопоставления свидетельствуют о том, что модель (1) — (8) удовлетворительно описывает процесс испарения.

ИЗЭНТРОПЫ

Для решения ряда газодинамических задач, в том числе задачи об отколе, необходимо знание закономерностей изменения термодинамического состояния вещества при изэнтропической разгрузке. С этой целью для рассматриваемой модели было выполнено исследование изэнтроп. Расчет изэнтроп вне области двухфазности производился на основе известного уравнения сохранения энтропии в частице. В области двухфазного состояния расчет изэнтроп проводился для смеси двух фаз на основе использования «термодинамического правила рычагов»

[10] с учетом условия сохранения энтропии в частице. При этом были использованы следующие соотношения:

$$\begin{aligned} S &= yS_r(p) + (1-y)S_k(p), \\ E &= yE(v_r, p) + (1-y)E(v_k, p), \\ v &= yv_r(p) + (1-y)v_k(p), \\ y &= \frac{S - S_k(p)}{S_r(p) - S_k(p)}, \end{aligned} \quad (10)$$

где S — энтропия для данной фиксированной изэнтропы; E и v — энергия и удельный объем на данной изэнтропе при давлении p ; y — доля по весу испаренного вещества; индексы r и k обозначают величины параметров при давлении p на ветвях границы двухфазности соответственно со стороны газа и конденсированной среды.

Результаты расчетов изэнтроп иллюстрируются рис. 2. Из рисунка и анализа результатов расчета как для «перегретого» вещества (без учета двухфазного состояния), так и для испаряющегося вещества следует, что процессы испарения существенно влияют на закономерности изэнтропической разгрузки вещества. Поэтому в задачах о сильных ударных волнах, связанных с разгрузкой вещества, учет процессов испарения может оказаться необходимым.

ИССЛЕДОВАНИЕ СКОРОСТИ ОТКОЛА

При экспериментальных исследованиях динамической сжимаемости твердых сред методом откола для волн относительно невысокой интенсивности обычно полагают, что скорость свободной поверхности твердой среды при выходе на нее ударной волны равна удвоенной массовой скорости частиц среды на фронте

$$u_{\text{пов}} = u_{\text{пад}} + u_{\text{отр}} \approx 2u_{\text{пад}}, \quad (11)$$

где $u_{\text{пов}}$ — скорость откола; $u_{\text{пад}}$ — массовая скорость на фронте падающей волны; $u_{\text{отр}}$ — массовая скорость в отраженной волне разрежения.

При увеличении интенсивности волны ошибки этого допущения возрастают. Американскими исследователями [11] на основе уравнения состояния Ми-Грюнайзена были проведены оценки ошибки указанного допущения для давлений в падающей волне до 500 кбар (область применимости указанного уравнения состояния). Ими было показано, что ошибки составляют не более 2–3%.

Построенное выше уравнение состояния позволяет провести исследование этого вопроса для пород на силикатной основе для более обширного диапазона давлений в падающей волне. В связи с этим было выполнено численное решение задачи о преломлении сильной ударной волны из гранита в воздух на основе этих уравнений состояния. Для описания состояния воздуха в преломленной волне использовались данные работы [12]. Результаты расчета приведены на рис. 3 и 4. Анализ результатов показывает, что приближение «удвоения скорости» имеет хорошую точность до величины массовой скорости в падающей волне ~ 5 км/с (давление ~ 1 Мбар). Затем ошибка начинает резко возрастать. При этом связь между массовыми скоростями в падающей и отраженной волнах быстро выходит на асимптотическую зависимость, которая может быть аппроксимирована следующим соотношением:

$$u_{\text{пад}} = 1,2 + 0,38(u_{\text{пад}} + u_{\text{отр}}) \text{ км/с.}$$

Интересно отметить, что ударная адиабата воздуха, определяющая скорость откола, проходит практически вне области двухфазного состо-

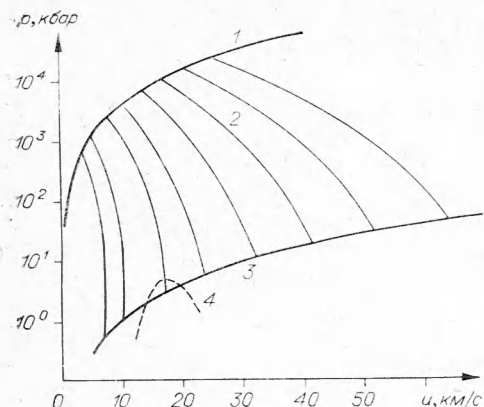


Рис. 3. Графическое решение задачи об отколе.
 1 — ударная адиабата гранита; 2 — линия разгрузки; 3 — ударная адиабата воздуха; 4 — граница двухфазной области.

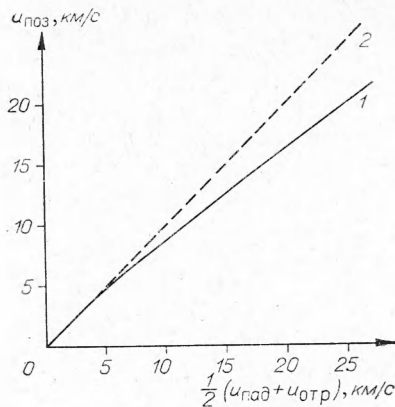


Рис. 4. График отклонения приближения «удвоения массовой скорости» от точного расчета.
 1 — точный расчет; 2 — приближение удвоения.

яния. Поэтому влияние этой области на процесс преломления из твердой среды в воздух в целом весьма мало. Представляет интерес выяснение роли воздушной ударной волны в процессе отражения сильных ударных волн в твердых средах. На рис. 5 приведены результаты расчетов при разгрузке до давления 1 бар (т. е. разгрузка почти в пустоту). Анализ показывает, что влияние воздушной ударной волны на скорость откола ничтожно мало до давлений в падающей ударной волне ~ 1 Мбар. Затем роль этого фактора существенно возрастает. При этом область двухфазности в определенном диапазоне давлений ($\sim 1 \div 10$ Мбар) оказывает большое влияние на процесс разгрузки до 1 бар, увеличивая скорость откола.

При экспериментальных исследованиях динамической сжимаемости методом преломления [1, 11], когда ударная волна из эталонного об-

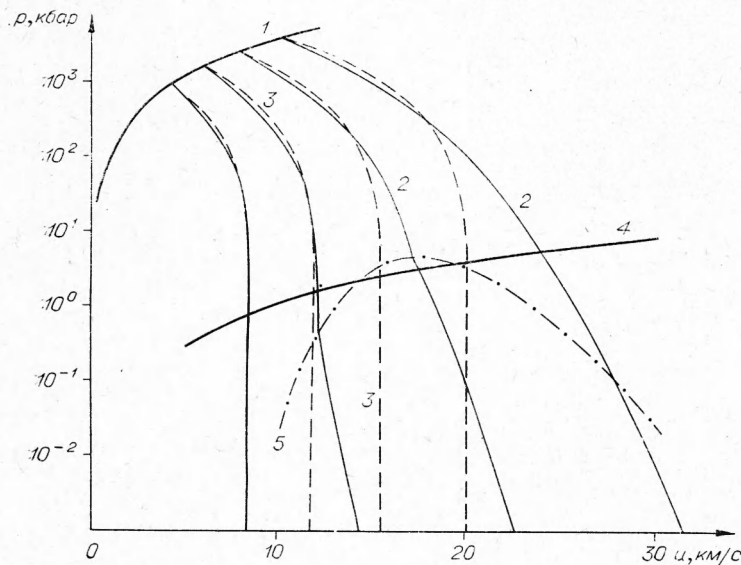


Рис. 5. Графическое решение задачи об отколе при разгрузке до 1 бар.

1 — ударная адиабата гранита; 2 — точный расчет разгрузки; 3 — расчет разгрузки на основе приближения удвоения массовой скорости; 4 — ударная адиабата воздуха; 5 — граница двухфазной области.

разца преломляется в менее жесткий исследуемый материал, предполагают, что разгрузка эталонного вещества происходит по закону зеркального отражения ударной адиабаты. На рис. 5 представлены результаты расчетов с использованием этой гипотезы. Из рисунка следует, что кривая разгрузки идет вначале ниже зеркального отражения ударной адиабаты, затем практически сливается с ней, если давления в падающей волне ниже 1 Мбар. При более интенсивных ударных волнах кривая разгрузки пересекает зеркальное отражение и отклоняется в сторону больших массовых скоростей. Величина отклонения возрастает с увеличением интенсивности падающей волны и с возрастанием степени разгрузки вещества. Последнее проявляется особенно резко, если разгрузка входит в двухфазную область. Для падающих ударных волн интенсивностью 1–10 Мбар точка пересечения кривой разгрузки и зеркального отражения лежит в диапазоне давлений 100–400 кбар. Выше этой точки гипотеза зеркального отражения дает завышение массовой скорости в преломленной волне, которое может достигать ~ 5%. Ниже этой точки гипотеза зеркального отражения занижает массовые скорости. Ошибка может иметь величину ~ 50% и более.

Изложенный выше анализ процессов отражения и преломления сильной ударной волны позволяет дать качественные и количественные оценки области применимости и точности гипотезы удвоения в методе отскока и гипотезы зеркального отражения в методе отражения. Все исследования были выполнены на основе уравнения состояния для гранита. Можно ожидать, что качественные результаты будут справедливы и для других твердых пород на силикатной основе.

*Поступила в редакцию
14/V 1973*

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., Изд-во ГИФМЛ, 1963.
2. С. В. Бобровский, В. М. Гоголев, Б. В. Замышляев. Докл. АН СССР, 1969, 184, 3.
3. С. В. Бобровский, В. М. Гоголев. ФГВ, 1967, 3, 4.
4. R. Latter. Phys. Rev., 1955, 99, 6.
5. Термодинамические свойства индивидуальных веществ. Справочник, т. 1, 2. Под ред. В. П. Глушко. М., Изд-во АН СССР, 1962.
6. С. Кларк. Справочник физических констант горных пород. М., «Мир», 1969.
7. В. Н. Жарков, В. А. Калинин. Уравнение состояния твердых тел при высоких давлениях и температурах. М., «Наука», 1968.
8. Д. Кей, Т. Лэби. Таблицы физических и химических постоянных. М., ГИФМЛ, 1962.
9. В. И. Перельман. Краткий справочник химика. М., ГНТИХЛ, 1954.
10. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. Статистическая физика. М., «Наука», 1964.
11. Динамические исследования твердых тел при высоких давлениях. М., «Мир», 1965.
12. Н. М. Кузнецов. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха при высоких температурах. М., Машиностроение, 1965.

УДК 621.791.78:821.7.044.2

ИССЛЕДОВАНИЕ ТЕРМОМЕХАНИЧЕСКОГО ЦИКЛА ЗОНЫ СОЕДИНЕНИЯ ПРИ СВАРКЕ ВЗРЫВОМ

*А. С. Гельман
(Москва)*

Известно, что при обычном типе соединений, полученных сваркой взрывом, на гребнях и во впадинах волн имеются включения литого металла промежуточного состава. Иногда в этих включениях появляются