

**АНОМАЛЬНАЯ УДАРНАЯ СЖИМАЕМОСТЬ
ПОРИСТЫХ МАТЕРИАЛОВ**

B. C. Трофимов,
Г. А. Агадуров, С. В. Першин, А. Н. Дремин
(Москва)

Для увеличения количества информации об уравнении состояния вещества при высоких давлениях, которую можно получить из экспериментов с применением ударных волн, Я. Б. Зельдович предложил проводить исследование динамической сжимаемости одного и того же вещества при различной начальной плотности, которая варьируется за счет изменения пористости материала [1]. Имея семейство ударных адиабат одного вещества при разных начальных плотностях, можно построить эмпирическую зависимость удельной внутренней энергии от давления и удельного объема. Если вещество за ударной волной находится в состоянии термодинамического равновесия, построенную эмпирическую зависимость можно использовать для определения уравнения состояния. В этой связи область низких динамических давлений интересна тем, что в ней данные статических и динамических экспериментов можно было бы использовать совместно для построения уравнения состояния без всякого предположения о его виде.

Для оценки возможности реализации этой идеи в настоящей работе предпринято исследование динамической сжимаемости стекла, мрамора и окиси магния в пористом состоянии при относительно невысоких давлениях. Частицы стекла и мрамора имели линейный размер $l=50\text{--}100 \mu\text{m}$, окиси магния $l\leq 20 \mu\text{m}$.

Определение ударных адиабат производилось методом отражения [2, 3]. Ударные волны входили в исследуемые образцы из алюминиевых экранов. Их скорость D в образце измерялась электроконтактным методом на базах $h=3\text{--}8 \text{мм}$ одновременно на двух осциллографах ОК-15. Средняя относительная ошибка измерения D из 8—12 опытов составляла не более $\pm 1\%$ (за исключением окиси магния начальной плотности $0,51 \text{ г}/\text{см}^3$, где эта ошибка достигала $\pm 3\%$). С целью устранения влияния боковой разгрузки диаметр образца брался больше его толщины не менее чем в 4 раза. Для контроля были определены электромагнитным методом [4, 5] три экспериментальные точки ударной адиабаты окиси магния при начальной плотности $1 \text{ г}/\text{см}^3$. В пределах точности этого метода ($\pm 3\%$) получено хорошее совпадение с предыдущими данными. Электромагнитный метод использовался в двух вариантах: в первом — определялась массовая скорость u на границе между окисью магния и парафином, во втором — одновременно измерялись D и u на разной глубине в образце окиси магния. Совпадение результатов электроконтактных и электромагнитных измерений показывает, что боковая разгрузка на них действительно не влияла.

В электромагнитных опытах было получено несколько осциллографм зависимості u от времени. Их анализ приводит к выводу, что точки на ударной адиабате окиси магния начальной плотности $1 \text{ г}/\text{см}^3$, лежащие ниже ее излома (см. рис. 2), не соответствуют состоянию термодинамического равновесия, так как после ударного сжатия, несмотря на идущую следом волну разрежения, происходит медленное уплотнение вещества. Это видно по тому, что массовая скорость для одного момента времени растет с ростом расстояния от ударного фронта. При большем давлении, соответствующем точке, лежащей выше излома на ударной адиабате, этот эффект сильно уменьшается, становится почти незаметным, но определенного вывода о причине его исчезновения (неравновесности состояния за ударным фронтом) сделать пока нельзя. Дело в том, что геометрия опытов обусловила рост крутизны профиля волны разрежения, идущей следом за ударным фронтом. Поэтому уменьшение скорости уплотнения вещества можно объяснить наложением волны разрежения.

Результаты измерений, сделанные в электроконтактных опытах, приведены в табл. 1 и 2. В таблицах даны массовые скорости в алюминиевых экранах u_0 , средние значения скорости ударных волн D и рассчитанные через них значения параметров ударного сжатия: массовой скорости u , давления p и удельного объема v . Через ρ_{00} и v_{00} обозначены соответственно начальные плотность и удельный объем пористых образцов, а через ρ_0 и v_0 — эти же величины для монолита. По данным табл. 1 и 2 построены ударные адиабаты в D — u -координатах, которые представлены на рис. 1 и 2. Эти же ударные адиабаты, пересчитанные p — v -координаты, приведены на рис. 3—5 (цифры на кривых обозначают соответствующие им начальные плотности).

Таблица 1

$u_0, \text{км}/\text{сек}$	Мрамор $\rho_{00}=2,30$				Стекло $\rho_{00}=1,18$			
	$D, \text{км}/\text{сек}$	$u, \text{км}/\text{сек}$	$p \cdot 10^{-10}, \text{дин}/\text{см}^2$	$v, \text{см}^3/\text{г}$	$D, \text{км}/\text{сек}$	$u, \text{км}/\text{сек}$	$p \cdot 10^{-10}, \text{дин}/\text{см}^2$	$v, \text{см}^3/\text{г}$
0,33	2,54	0,475	2,8	0,354	—	—	—	—
0,46	2,73	0,65	4,1	0,331	—	—	—	—
0,58	2,92	0,81	5,4	0,314	—	—	—	—
0,83	3,44	1,12	8,8	0,293	2,43	1,42	4,1	0,352
1,13	4,02	1,46	13,5	0,277	1,85	1,84	6,6	0,300
1,30	4,46	1,64	17,0	0,275	—	—	—	—
1,43	4,88	1,77	19,9	0,277	3,58	2,28	9,7	0,308
1,90	6,16	2,22	31,2	0,278	4,72	2,88	16,0	0,331

Из приведенных графиков (рис. 3—5) видно, что у каждого из трех веществ ударные адиабаты для разных начальных плотностей обнаруживают аномальное взаимное расположение (если за нормальное считать такое, при котором произвольная направленная прямая, параллельная оси v , пересекает ударные адиабаты в порядке возрастания v_{00}). При аномальном расположении ударные адиабаты одного вещества для разных начальных плотностей пересекаются между собою.

Этот факт противоречит развитым ранее теоретическим представлениям [11, 12], и для его объяснения необходимо расширить исходные предпосылки теории. В работе [13] проведено более общее исследование ударной адиабаты, в котором на уравнение состояния и на состояние вещества за ударным фронтом не накладывается никаких ограничений, кроме условий термодинамического равновесия. Таким образом, если состояние вещества за ударным фронтом является равновесным (или,

Таблица 2

$u_0, \text{км/сек}$	$\text{MgO } \rho_{00} = 0,51$					$\text{MgO } \rho_{00} = 1,00$					$\text{MgO } \rho_{00} = 1,50$					$\text{MgO } \rho_{00} = 1,94$									
	$D, \text{км/сек}$		$u, \text{км/сек}$		$\frac{\partial \cdot 10^{-10}}{\partial u H/cM^2}$	$D, \text{км/сек}$		$u, \text{км/сек}$		$\frac{\partial \cdot 10^{-10}}{\partial u H/cM^2}$	$D, \text{км/сек}$		$u, \text{км/сек}$		$\frac{\partial \cdot 10^{-10}}{\partial u H/cM^2}$	$D, \text{км/сек}$		$u, \text{км/сек}$		$\frac{\partial \cdot 10^{-10}}{\partial u H/cM^2}$	$D, \text{км/сек}$				
	$u_0, \text{км/сек}$	$D, \text{км/сек}$	$u, \text{км/сек}$	$v, \text{см}^3/2$		$u_0, \text{км/сек}$	$D, \text{км/сек}$	$u, \text{км/сек}$	$v, \text{см}^3/2$		$u_0, \text{км/сек}$	$D, \text{км/сек}$	$u, \text{км/сек}$	$v, \text{см}^3/2$		$u_0, \text{км/сек}$	$D, \text{км/сек}$	$u, \text{км/сек}$	$v, \text{см}^3/2$		$u_0, \text{км/сек}$	$D, \text{км/сек}$	$u, \text{км/сек}$	$v, \text{см}^3/2$	
0,582	1,47	1,11	0,8	0,48	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,706	1,57	1,34	1,1	0,29	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
0,830	—	—	—	—	2,01	1,47	3,0	0,271	2,29	1,36	4,7	0,272	2,60	1,26	6,4	0,266	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1,090	—	—	—	—	2,41	1,89	4,5	0,215	2,70	1,74	7,0	0,238	3,03	1,60	9,4	0,243	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1,125	2,33	2,08	2,5	0,27	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
1,175	—	—	—	—	2,57	2,02	5,2	0,214	2,86	1,85	7,95	0,235	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	
1,300	2,65	2,39	3,2	0,19	2,77	2,21	6,2	0,204	3,10	2,02	9,4	0,232	3,60	1,84	12,8	0,252	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1,430	3,04	2,59	4,0	0,29	3,22	2,38	7,6	0,261	3,53	2,17	11,4	0,257	4,0	1,96	15,6	0,269	—	—	—	—	—	—	—	—	—
1,900	—	—	—	—	4,42	3,05	13,4	0,310	4,77	2,72	19,4	0,287	5,15	2,49	25,0	0,267	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2,250	—	—	—	—	5,09	3,50	17,8	1,312	5,52	3,15	26,0	0,287	5,95	2,88	33,0	0,266	—	—	—	—	—	—	—	—	—
2,720	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	

по крайней мере, близким к равновесному), обнаруженная аномалия должна найти объяснение в рамках указанного исследования.

И действительно, теория предсказывает появление аномального взаимного расположения ударных адиабат в случае их перехода в область отрицательного коэффициента Грюнайзена $\Gamma = v \left(\frac{\partial p}{\partial \epsilon} \right)_v$ (где ϵ — удельная внутренняя энергия). В частном случае это может быть область равновесия фаз эндотермического фазового перехода, который

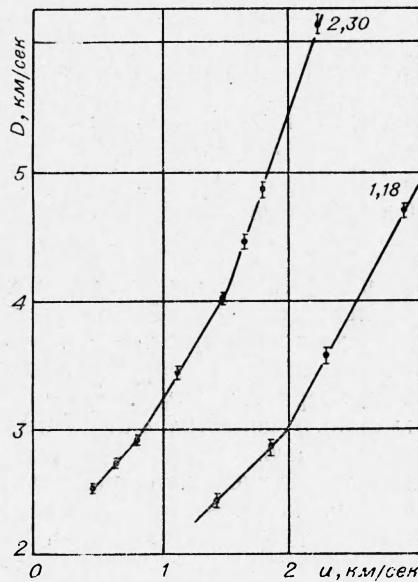


Рис. 1. Ударные адиабаты стекла и мрамора.

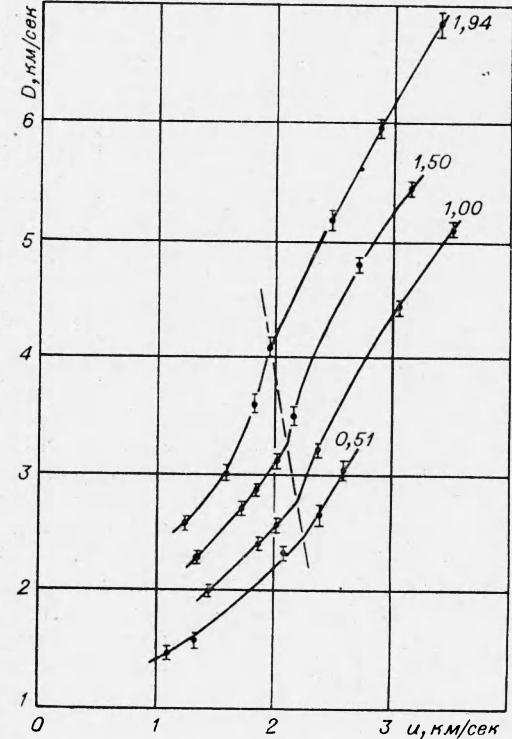


Рис. 2. Ударные адиабаты оксида магния.

характеризуется тем, что фаза, примыкающая к нему со стороны высоких температур, имеет меньший удельный объем.

Однако при более тщательном рассмотрении объяснение наших экспериментальных данных с позиций термодинамики сразу встречается с серьезными трудностями. Во-первых, вопреки теории, наши ударные адиабаты не обнаруживают даже намека на то, что они пересекут ось v в точке v_0 . Правда, возможность того, что они повернут к указанной точке где-то ниже по давлению относительно экспериментальных точек, хотя и маловероятна, но не исключена. Во-вторых, огибающая ударных адиабат окиси магния (пунктирная линия на рис. 5) имеет явно положительный наклон, согласно теории, она должна быть одновременно огибающей изэнтроп и изотерм, т. е. иметь отрицательный наклон.

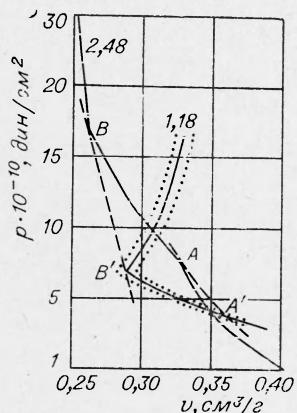


Рис. 3. Ударные адиабаты стекла ($\rho_0 = 2,48 \text{ г/см}^3$) [6—8].

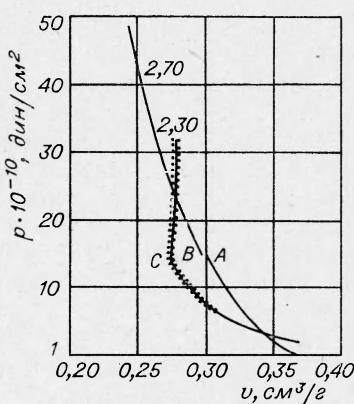


Рис. 4. Ударные адиабаты мрамора ($\rho_0 = 2,7 \text{ г/см}^3$) [6—8].

Противоречие между экспериментальными фактами и термодинамической теорией означает, что в лучшем случае часть точек на ударных адиабатах далеко не соответствует состоянию термодинамического равновесия. Это можно было бы предвидеть заранее. Дело в том, что твердые частицы пористых материалов обладают конечной прочностью и, по крайней мере, при низких давлениях, в результате ударного сжатия не спрессовываются до монолита [14]. Поэтому ударные адиабаты пористых материалов пересекают ось v в точке v_{00} , а не v_0 , как того требует термодинамическая теория.

Таким образом, первое из указанных расхождений эксперимента с термодинамикой находит свое естественное объяснение.

В отдельных местах контакта между частицами в момент ударного сжатия нагрузка превосходит предел текучести, и в этих местах происходит разрушение частиц в местах контактов, а часть вещества выдавливается в поры. Следовательно, под действием ударной волны материал прессуется, и этот эффект, очевидно, растет с ростом ее амплитуды. Нетрудно видеть, что при определенном давлении, не превышающем предела текучести монолита, в результате ударного сжатия поры должны схлопнуться целиком. Если до этого давления ход ударной адиабаты определяется не только сжимаемостью материала, но и его прочностью, то при более высоких давлениях ударная адиабата определяется только сжимаемостью вещества. Из этих качественных рассуждений

следует, что на экспериментальных ударных адиабатах должен быть излом.

На всех полученных в настоящей работе ударных адиабатах, действительно имеются изломы (см. рис. 1, 2). Они не обязательно объясняются действием указанной причины, так как могут возникнуть также при наличии фазового перехода. Однако с большой степенью вероятности можно утверждать, что излом, определяемый пределом прочности вещества, не может лежать по давлению выше излома, возникающего из-за фазового перехода. Этот вывод опирается на естественное предположение, что, с одной стороны, фазовый переход не происходит до начала пластических течений, а, с другой стороны, прочность вещества должна резко падать с действительным началом фазового перехода (в случае плавления, например, это очевидно). Из сказанного можно сделать вывод, что на участках ударных адиабат, находящихся по давлению выше наблюдаемого излома, вещество спрессовано до монолита.

Обратимся снова к экспериментальным данным для окси магния. Для того, чтобы выйти из затруднения, возникшего при их интерпретации, достаточно предположить, что изломы на ударных адиабатах определяются пределом прочности материала. Понижение давления в изломе при увеличении v_{00} естественно объясняет улучшением условий для разрушения частиц в местах контактов, например понижением прочности с ростом температуры. Если все сказанное верно, то огибающая ударных адиабат на рис. 5 не имеет никакого отношения к огибающей равновесных ударных адиабат. Таким образом, второе из указанных расхождений между экспериментом и термодинамической теорией тоже имеет естественное объяснение.

На этом трудности термодинамической интерпретации наших экспериментальных данных не заканчиваются. Более того, они заставляют в конце концов прийти к выводу, что равновесие за ударным фронтом в пористых образцах мрамора и окси магния не осуществляется до весьма высоких давлений ударного сжатия.

При термодинамическом равновесии давление является однозначной функцией удельного объема v и температуры T . Из этого следует, что в координатах $T - v$ равновесные ударные адиабаты одного вещества для разных начальных плотностей не пересекаются между собой. В противном случае одному состоянию соответствовали бы два значения энергии.

Опираясь на этот вывод, нетрудно найти необходимое условие термодинамического равновесия за ударным фронтом:

$$F_{(p, v)} = \left(\frac{\partial \epsilon}{\partial v_{00}} \right)_v \cdot \frac{dv}{d\sigma} < 0, \quad (1)$$

где частная производная берется при постоянном удельном объеме, а полная производная — вдоль ударной адиабаты по любому параметру σ ,

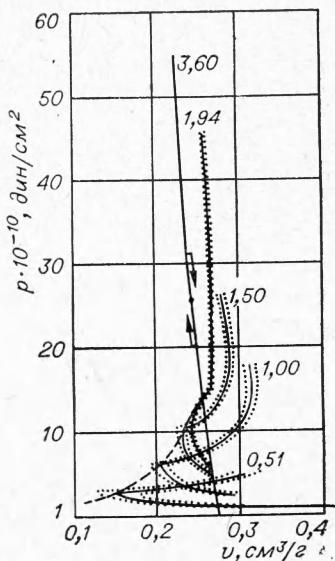


Рис. 5. Ударные адиабаты окси магния ($\rho_0 = 3,78 \text{ г/см}^3$) [9–10].

который монотонно растет вдоль ударной адиабаты при движении в направлении бесконечного давления. Все величины, входящие в формулу (1), поддаются экспериментальному определению.

Для точной проверки условия (1) данных, приведенных на рис. 3—5, недостаточно. Анализ, который мы опускаем, показывает, что данные по стеклу этому условию не противоречат. В случае мрамора неравенство (1) нарушается в интервале удельных объемов $v_C \leq v \leq v_A$ (где v_C и v_A — удельные объемы в точках C и A на рис. 4). В этом интервале среднее значение по давлению от $F_{(p, v)}$ при каждом v равно нулю. Еще большее нарушение условия (1) происходит в случае окиси магния, где $F_{(p, v)}$ становится даже положительной. Важно отметить, что если в случае мрамора нарушение условия (1) происходит до излома ударной адиабаты пористого мрамора, то в случае окиси магния это в наибольшей степени проявляется как раз выше изломов ударных адиабат, т. е. при весьма высоких давлениях.

Таким образом, с точки зрения термодинамики можно рассматривать только экспериментальные данные для стекла. Однако и в этом случае велика вероятность того, что равновесие за ударным фронтом все-таки не осуществляется, и наша интерпретация может претендовать только на качественное объяснение фактов. Это объяснение получается наиболее простым, если предположить, что фазовый переход AB (см. рис. 3), наблюдаемый на ударной адиабате сплошного стекла [6], является эндотермическим. В этом случае на адиабате пористого стекла точку B' следует отождествить с концом этого же перехода [13]. Его начало A' должно лежать где-то правее ударной адиабаты сплошного стекла. Возможно, что гипотетическая точка A' совпадает также с моментом схлопывания пор. На рис. 3 линии AA' и BB' условно показывают положение границ области равновесия фаз.

Уже было отмечено, что термодинамическая теория объясняет аномальное расположение ударных адиабат наличием на уравнении состояния области отрицательного коэффициента Грюнайзена. Но после того как было показано, что данные для мрамора и окиси магния противоречат термодинамике, возникает вопрос, нельзя ли объяснить наблюдающую аномалию только тем, что вещество за ударным фронтом не находится в состоянии термодинамического равновесия, а коэффициент Грюнайзена всюду положительный?

Итак, предположим, что в результате ударного сжатия вещество попадает в неравновесное состояние, которое переходит в равновесное в течение некоторого времени релаксации τ . Если $\tau \ll h/D$, то регистрируемая ударная адиабата будет совпадать с равновесной. При $\tau \sim h/D$ измерения электроконтактных опытов на разной базе отличались бы друг от друга и от данных электромагнитных опытов, что в действительности не наблюдается. Следовательно, в нашем случае $\tau \gg h/D$.

Конкретно отступление от термодинамического равновесия может происходить по следующим причинам: во-первых, частицы вещества под действием ударной волны нагреваются до разной температуры из-за негомогенности исходного вещества (неравномерный разогрев); во-вторых, в результате ударного сжатия вещество не прессуется до монолита (остаточная пористость); в третьих, поток непосредственно после ударного сжатия негомогенного вещества является неодномерным (турбулентность).

Оценку времени релаксации в случае действия только первой причины можно сделать с помощью уравнения теплопроводности и соображений размерности:

$$\tau \approx \frac{\rho c_v l^2}{\kappa}, \quad (2)$$

где c_v — удельная теплоемкость; κ — коэффициент теплопроводности; l — масштаб неравномерности прогрева, который, по-видимому, имеет тот же порядок, что и размер частиц. Подставляя значения $\rho c_v = 1 \text{ кал}/\text{см}^3$, $l = 10^{-3} \text{ см}$, $\kappa = 10^{-1} \text{ кал}/\text{см} \cdot \text{сек} \cdot \text{град}$ (очень большая теплопроводность), получаем $\tau = 10^{-5} \text{ сек}$. Эта оценка показывает, что при меньшей теплопроводности τ может удовлетворить поставленному выше условию: $\tau \gg h/D \sim 10^{-6} \text{ сек}$.

В случае действия только второй причины при давлении ниже давления схлопывания пор время релаксации, очевидно, можно считать практически бесконечным, а при большем давлении оно, по-видимому, меньше h/D . Последний вывод сделан на основе следующих соображений. Пусть $\Delta p l^2$ — величина, на которую сила, толкающая частицу с линейным размером l , превосходит силу сопротивления движению. Естественно считать, что сила сопротивления в пересчете на единицу площади частицы не превосходит давления предела текучести p_t . В этом случае перемещение частицы с массой ρl^3 на расстояние l происходит за время $\tau = \sqrt{\frac{2 \rho l^2}{\Delta p}}$. Полагая $\rho = 5 \text{ г}/\text{см}^3$, $l = 10^{-8} \text{ см}$, $\Delta p = 10^3 \text{ дин}/\text{см}^2$ (эта величина мала по сравнению с применяемыми давлениями), получаем $\tau = 10^{-6} \text{ сек}$, т. е. при большем Δp , τ будет меньше h/D . Заметим, что при давлении ниже давления схлопывания пор аналогичная оценка дает время прессования вещества до стационарной при заданном давлении плотности.

Для оценки времени затухания турбулентности определим время, за которое сила сопротивления движению $p_t l^2$ остановит частицу массы ρl^3 , если последняя имеет начальную скорость u . Это время, очевидно, равно $\tau = \frac{\rho l u}{p_t}$. Подставляя значения $\rho = 5 \text{ г}/\text{см}^3$, $l = 10^{-8} \text{ см}$, $u = 2 \cdot 10^5 \text{ см}/\text{сек}$, $p_t = 10^{10} \text{ дин}/\text{см}^2$, находим $\tau = 10^{-7} \text{ сек}$. Такая оценка предполагает, что вещество за ударным фронтом находится в исходном твердом состоянии и в случае плавления неприменима. Оценка времени затухания турбулентности в расплавленном веществе затруднительна, так как не известно значение коэффициента вязкости. Сделанные оценки показывают, что основная роль в отклонении от состояния равновесия за ударным фронтом выше давления схлопывания пор принадлежит неравномерному разогреву. Однако во избежание возможной ошибки при дальнейшем анализе будем предполагать, что время релаксации достаточно велико также в случае действия остальных двух причин.

Для определения возможного влияния каждой из этих причин на положение экспериментальной ударной адиабаты по аналогии с работой [15] получены усредненные уравнения сохранения для негладкой ударной волны:

$$\rho_0 D = \bar{\rho} (D - \bar{u}), \quad (3)$$

$$\rho_0 D \bar{u} = p_\Phi, \quad (4)$$

$$\varepsilon_\Phi - \varepsilon_0 = \frac{p_\Phi}{2} (v_{00} - \bar{v}). \quad (5)$$

Здесь черта сверху означает усреднение величины в смысле работы [15].

а формальные давление и удельная внутренняя энергия расшифровываются следующим образом:

$$p_{\Phi} = \bar{p} + \frac{2}{3} \bar{\rho} e, \quad (6)$$

$$\epsilon_{\Phi} = \bar{\epsilon} + e, \quad (7)$$

где e — средняя удельная энергия турбулентного движения. При выводе уравнений (4), (5) было сделано предположение, что анизотропия турбулентности затухает за время порядка l/D , которое много меньше h/D , и поэтому турбулентность можно считать изотропной. Среднее давление \bar{p} получено путем усреднения полного тензора напряжений, включая его диссипативную часть. Кроме этого, считалось, что в среднем тепловой поток отсутствует. Внешний вид законов сохранения для негладкой ударной волны остался обычным. Следовательно, рассчитанные с их помощью параметры u , p и v , приведенные в табл. 1 и 2, не нуждаются в корреляции, если под ними подразумевать \bar{u} , p_{Φ} и \bar{v} соответственно.

Если в некотором объеме сжатого вещества зафиксировать ϵ_{Φ} и v , то в процессе релаксации p_{Φ} будет меняться со временем. Можно показать, что если при этих условиях формальное давление убывает, то в условиях стационарной ударной волны оно будет нарастать; наоборот, если при заданных ϵ_{Φ} и v оно нарастает, то в ударной волне оно будет убывать со временем. В ударной волне изменения удельного объема и формального давления связаны между собой:

$$\bar{v} - v_{00} = p_{\Phi} \frac{D^2}{v_{00}^2}. \quad (8)$$

Поэтому в первом случае неравновесная ударная адиабата располагается по отношению к равновесной со стороны больших v , а во втором случае, наоборот, она лежит со стороны меньших v .

Перечисленные выше три причины отступления от термодинамического равновесия за ударным фронтом могут привести к осуществлению как одного, так и другого случая взаимного расположения равновесной и неравновесной ударных адиабат. Так, процесс прессования вещества в условиях постоянных ϵ_{Φ} и v , очевидно, сопровождается падением p_{Φ} . При тех же условиях процесс затухания турбулентности, согласно [15], приводит к росту p_{Φ} , если $\bar{\Gamma} > \frac{2}{3}$, и, наоборот, к падению p_{Φ} , если $\bar{\Gamma} < \frac{2}{3}$. Физический смысл границы между этими случаями ($\bar{\Gamma} = \frac{2}{3}$) ясен из формул (6), (7). Например, при $\bar{\Gamma} > \frac{2}{3}$ убывание e с избытком компенсируется возрастанием \bar{p} за счет увеличения ϵ .

Направление изменения p_{Φ} при выравнивании температур в условиях постоянных ϵ_{Φ} и v пока строго не установлено. Качественные соображения показывают, что при этом процессе в случае $\bar{\Gamma} > 0$ формальное давление растет, а при $\bar{\Gamma} < 0$ оно падает.

Таким образом, отсутствие термодинамического равновесия за ударным фронтом может привести к смещению экспериментальных ударных адиабат по отношению к равновесным как в одну, так и в другую сторону. Это обстоятельство можно было бы использовать для объяснения аномального расположения ударных адиабат при $\Gamma > 0$. Однако в данном случае на пути последовательного объяснения с этой точки зрения наших экспериментальных данных встречается непреодолимое препятствие.

Дело в том, что в процессе ударного сжатия каждая частица вещества может только нагреваться. Следовательно, точка, изображающая состояние этой частицы на $p - v$ -диаграмме, при положительном Γ может смещаться только в правую сторону от изотермы. Если производная $\left(\frac{\partial^2 p}{\partial v^2} \right)_T$ положительна, то точка, соответствующая средним значениям p и v , за ударным фронтом может лежать только справа от изотермы. Согласно формуле (6), $p_f \geq p$. Следовательно, ни одна из ударных адиабат пористого вещества при $\Gamma > 0$ не может пересечь изотерму сплошного вещества. Но этот запрет в случае мрамора и окиси магния явно нарушается. Действительно, в работе [8] показано, что ударная адиабата сплошного мрамора до фазового перехода (точка A на рис. 4) совпадает с изэнтропой и изотермой, а аналогичное совпадение для окиси магния следует из данных работ [9, 10], которые приведены на рис. 5. Таким образом, предположение о всюду положительном коэффициенте Грюнайзена не позволяет даже качественно объяснить наши экспериментальные данные.

Из изложенного выше можно сделать следующие выводы:

1. В настоящей работе обнаружены вещества, имеющие при высоких давлениях отрицательный коэффициент Грюнайзена. Этот вывод относится к равновесному уравнению состояния, хотя он и не опирается на предположение об осуществлении термодинамического равновесия непосредственно за ударным фронтом.

2. В случае мрамора и окиси магния в результате ударного сжатия пористых образцов не достигается состояние термодинамического равновесия. Следовательно, определение уравнения состояния этих веществ по нашим экспериментальным данным пока невозможно.

Приведенные выше оценки для времен релаксации и направление, в котором следовало бы сместить экспериментальные ударные адиабаты для устранения противоречия с условием (1), говорят о том, что, по-видимому, выше предела текучести основной причиной отступления от равновесия за ударным фронтом является неравномерный разогрев, а ниже этого предела совместно действуют неравномерный разогрев и остаточная пористость.

3. Условие (1) является необходимым, но далеко не достаточным для термодинамического равновесия за ударным фронтом. Поэтому отклонение от равновесия при анализе экспериментальных данных в случае простого вида уравнения состояния (например, при всюду положительном Γ) может оказаться не замеченным. С другой стороны, тот факт, что время релаксации неравномерного разогрева (2) не связано непосредственно с давлением, указывает на возможность отклонения от равновесия за ударным фронтом практически при любой его амплитуде. Последнее обстоятельство надо учитывать при анализе возможности построения уравнения состояния по экспериментальным данным.

Поступила в редакцию
24/VII 1967

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович. ЖЭТФ, 1957, **32**, 1577.
2. Л. В. Альтшuler, К. К. Крупников, М. И. Бражник. ЖЭТФ, 1958, **34**, 886.
3. А. Н. Дремин, Г. А. Ададуров. Докл. АН СССР, 1959, **128**, 261.
4. В. М. Зайцев, П. Ф. Похил, К. К. Шведов. Докл. АН СССР, 1960, **132**, 1339.
5. А. Н. Дремин, С. В. Першин, В. Ф. Погорелов. ФГВ, 1965, **3**, 4.
6. А. Н. Дремин, Г. А. Ададуров. ФТТ, 1964, **6**, вып. 6, 1758.
7. А. Н. Дремин, Г. А. Ададуров. Докл. АН СССР, 1959, **128**, 261.
8. Г. А. Ададуров, Д. Б. Балашов, А. Н. Дремин. Изв. АН СССР, сер. геофиз., 1961, **5**, 712.
9. Lawrence Radiation Laboratory. Compendium of shock wave data. University of California, Livermore, 1966.
10. B. Orson, L. Anderson. Proc. Nat. Acad. Science, 1965, **54**, 3, 667.
11. К. К. Крупников, М. И. Бражник, В. П. Крупникова. ЖЭТФ, 1962, **42**, вып. 3, 675.
12. Я. Б. Зельдович, Ю. П. Райзер. Физика ударных волн. «Наука», 1966.
13. В. С. Трофимов. ФГВ, 1967, **3**, 4.
14. R. K. Linde, D. N. Schmidt. J. Appl. Phys., 1967, **37**, 8, 3259.
15. В. С. Трофимов, А. Н. Дремин. ФГВ, 1966, **3**, 19.