

## О ПОВЕДЕНИИ НЕКОТОРЫХ ВЕЩЕСТВ ПРИ УДАРНОМ СЖАТИИ

Г. А. Ададулов, А. Н. Дремин, Ю. Н. Рябинин

(Москва)

Техника высоких давлений в настоящее время позволяет осуществить изучение ряда свойств вещества при давлениях в сотни тысяч атмосфер. Такие высокие давления получаются методом динамического сжатия при помощи ударных волн, создаваемых взрывчатыми веществами. Этим путем можно зарегистрировать ударную адиабату исследуемого вещества, т. е. найти значения плотности и сжимаемости, установить наличие или отсутствие полиморфизма в исследованном интервале давлений и времен сжатия, а также определить величину динамического предела текучести. Изучение указанных свойств при давлениях в сотни тысяч атмосфер, соответствующих глубинам верхней мантии Земли в сотни километров, позволит более обоснованно судить о возможном состоянии вещества на указанных глубинах.

В этом плане авторы поставили себе целью провести широкое исследование поведения под высоким давлением ряда минералов и горных пород, наиболее распространенных в коре земного шара. В данной работе сообщаются результаты части этих исследований, касающихся изучения поведения полевого шпата, гранита и микролита.

Изучались два сорта калиевого полевого шпата: 1 — Нарын-Кунтинского и 2 — Лянгарского месторождений, имевшие следующий химический состав:

Состав	SiO <sub>2</sub>	Al <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	K <sub>2</sub> O	Na <sub>2</sub> O	CaO	MgO	Fe <sub>2</sub> O <sub>3</sub>	шп
Шпат 1	64.75	19.59	12.19	2.37	0.80	0.14	0.08	0.15
Шпат 2	64.43	20.70	11.16	3.07	0.14	0.23	0.09	0.18

Исследованный шпат 1 имел следующий минеральный состав: около 78% калиевого полевого шпата (микроклинпертит), около 10% плагиоклаза, около 10% кварца и около 2% мусковита. Плотность шпата равнялась 2.55 г/см<sup>3</sup>. Из этого материала вырезались все пластины, использованные в опытах, проведенных на сплошных образцах полевого шпата. Когда опыты проводились смесевым методом, то шпат дробился на мелкие кусочки размером 100—150 мк и смешивался с парафином. В этом случае пластины из такой смеси изготовлялись как из шпата 1, так и шпата 2. Проведенные опыты показали, что в пределах точности измерения с обоими шпатами получаются одинаковые результаты.

Исследованный гранит имел минеральный состав: около 50% кварца, около 40% ортоклаза (пертитового), около 8% плагиоклаза (альбитизированного), около 3% биотита и магнетита. Плотность гранита 2.61 г/см<sup>3</sup>.

Микролит по химическому составу содержал 99% Al<sub>2</sub>O<sub>3</sub>, плотность равнялась 3.96 г/см<sup>3</sup>. Это сверхпрочный искусственный камень, состоящий из мельчайших кристаллов корунда.

Определение ударных адиабат проводилось методом отражения [1, 2]. Ударные волны в исследуемых образцах создавались отражением от экранов различных детонационных волн или при ударах пластин из алюминия, разогнанных продуктами взрыва. В качестве материала экрана использовался алюминий. Базы измерения скоростей ударных волн составляли 4—6 мм. Во всех экспериментах исследуемые образцы имели отношение ширины к высоте больше трех. Регистрация временных интервалов проводилась электроконтактным методом осциллографии ОК-15М. Средняя относительная ошибка из 6—8 отдельных измерений скорости ударной волны была не более ±1%.

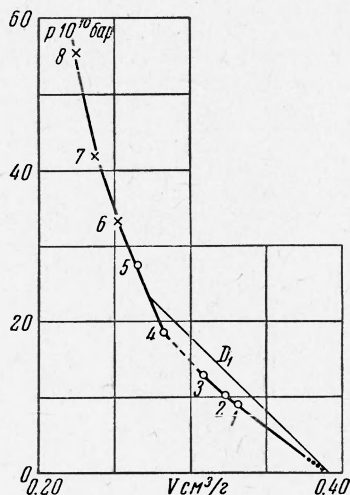
Таблица

Полевой шпат — парафин						Полевой шпат				
$u$ , км/сек	$\rho_0$ , г/см <sup>3</sup>	$\Phi$ , %	$D$ , км/сек	$u$ , км/сек	$p \cdot 10^{-10}$ , бар	точки	$D$ , км/сек	$u$ , км/сек	$p \cdot 10^{-10}$ , бар	$V$ , см <sup>3</sup> /г
0.79	1.89	80.8	4.56	1.03	9.1	1	4.78	0.75	9.1	0.332
0.90	1.87	80.0	4.77	1.17	10.5	2	4.86	0.85	10.5	0.324
1.07	1.87	80.0	4.95	1.39	12.9	3	4.98	1.01	12.9	0.309
1.43	1.85	79.0	5.40	1.84	18.5	4	5.05	1.44	18.5	0.283
1.90	1.85	79.0	6.19	2.40	27.4	5	5.77	1.87	27.4	0.266
1.90	—	—	—	—	—	6	6.04	2.16	33.3	0.252
2.25	—	—	—	—	—	7	6.46	2.55	42.0	0.237
2.72	—	—	—	—	—	8	7.13	3.04	55.4	0.225

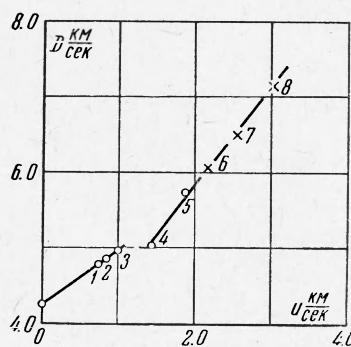
Полученные методом отражения экспериментальные данные по ударной сжимаемости полевого шпата представлены в таблице и на фиг. 1 и 2. Для каждой точки ударной адиабаты в таблице даны скорость фронта  $D$  и массовая скорость  $u$  за фронтом ударной волны, давление  $p$  и объем  $V$  ударного сжатия,  $\varphi$  — процентное содержание полевого шпата в смесевых образцах и  $\rho_0'$  — начальная плотность смеси. В первом столбце таблицы приведены значения массовых скоростей  $u'$  в экранах.

Опыты, проведенные на сплошных образцах полевого шпата, показали, что при измерении скорости ударной волны электроконтактным методом до давления  $\sim 23 \cdot 10^{10}$  бар регистрируется одинаковая скорость, равная  $5.50 \pm 0.15$  км/сек. Выше этого давления скорость начинала возрастать с давлением.

Для получения ударной адиабаты полевого шпата ниже  $23 \cdot 10^{10}$  бар был использован метод определения ударных адиабат



Фиг. 1



Фиг. 2

дисперсных веществ [3], в котором исследовалось ударное сжатие смеси полевого шпата и парафина с последующим расчетом объемной сжимаемости полевого шпата.

Экспериментальные данные, полученные смесевым методом, представлены на фиг. 1 и 2 точками 1—5.

Из графика фиг. 1 видно, что в поведении полевого шпата при объемном ударном сжатии наблюдаются две области. Такое поведение, по-видимому, связано с полиморфным превращением, которое имеет место при давлениях в области  $13\text{--}18 \cdot 10^{10}$  бар. Изменение плотности при переходе от первой во вторую фазу при постоянном давлении составляет около  $0.1$  г/см<sup>3</sup>.

Как уже отмечалось [4], смесевой метод позволяет получать ударную адиабату объемного сжатия даже при малых давлениях, поскольку сжатие частиц твердого исследуемого вещества осуществляется давлением в парафине. Полученная при помощи смесевых методов адиабата ударного сжатия полевого шпата до полиморфного перехода в координатах  $D$ ,  $u$  при  $u = 0$  дает значение  $D_0 = 4.23$  км/сек.

Эта величина совпадает со значением скорости звука, которая выражается через модуль всестороннего сжатия следующим образом:

$$D_0 = \sqrt{K_0 / \rho_0} \quad (1)$$

Модуль всестороннего сжатия  $K_0 = -V_0(\partial p / \partial V)_S$  рассчитывался из экспериментальных данных по сжимаемости полевого шпата в статических условиях (черные кружки на фиг. 1). Равенство значений  $D_0$  указывает, что до давлений  $\sim 13 \cdot 10^{10}$  бар аномальностей в сжимаемости полевого шпата нет.

Измерения скоростей ударных волн на сплошных образцах гранита показали, что вплоть до давлений  $33 \cdot 10^{10}$  бар у гранита, так же как у шпата, скорость оказалась одинаковой, при этом равной  $5.87 \pm 0.15$  км/сек. Одинаковая скорость  $\sim 9.60$  км/сек регистрировалась также и на образцах микролита в широком диапазоне приложенных давлений. Отметим, что ошибка измерения волновых скоростей в полевом шпате и граните при небольших давлениях оказалась более  $\pm 1\%$  за счет неоднородности этих веществ.

Возрастание скорости у гранита было получено только при высоких давлениях, начиная от  $33 \cdot 10^{10}$  бар. Здесь ниже приведены результаты этих опытов.

$u'$ км/сек	1.90	2.25	2.72
$D$ км/сек	5.92	6.60	7.23
$u$ км/сек	2.16	2.52	3.01
$p \cdot 10^{-10}$ бар	33.3	43.0	56.6
$V$ см <sup>3</sup> /г	0.245	0.238	0.222

Рассмотрим возможность определения динамического предела текучести изучаемого материала. Сжатие твердого тела плоской ударной волной неоднократно обсуждалось в советской и зарубежной литературе. Наиболее подробно этот вопрос изложен в работе [3].

Сжатие твердого тела плоской ударной волной при небольших приложенных давлениях является одноосным сжатием, происходящим без поперечных деформаций. При этом до некоторых давлений распространяющаяся по телу волна является упругой. Когда прилагаемое напряжение превысит величину динамического предела текучести, сжатие станет уже не одноосным. По телу начнет распространяться вторая волна (назовем ее пластической), скорость которой будет меньше, чем скорость первой упругой волны, поскольку ударная адиабата выше динамического предела текучести должна иметь излом вследствие увеличения сжимаемости при переходе от одноосного к трехосному сжатию.

Из изложенного следует, что в некотором интервале амплитуд ударных волн твердое тело будет последовательно сжиматься двумя волнами. Впереди будет распространяться упругая волна с амплитудой, соответствующей динамическому пределу текучести, и за ней пластическая ударная волна, идущая с меньшей скоростью, но имеющая большую амплитуду. Такая двуволновая конфигурация будет сохраняться до тех пор, пока скорость пластической ударной волны с увеличением приложенного давления не превысит скорости упругой волны. Далее по веществу будет распространяться снова одна волна.

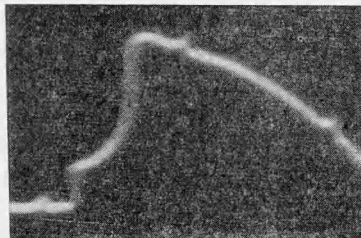
Из изложенного становится понятным, почему в описанных выше опытах, проведенных на сплошных образцах полевого шпата, гранита и микролита, были наблюдаемы постоянные значения скоростей ударных волн. В этих опытах регистрировалась именно скорость фронта упругих волн с амплитудами, равными динамическим пределам текучести, характерными для данных условий эксперимента. В этом случае, несмотря на то, что интенсивность ударных волн в примененных диапазонах давлений была различной, скорость упругих волн была постоянной, так как в области перехода от одноосного к трехосному сжатию она определяется только значением динамического предела текучести.

Очевидно, что рассчитывать параметры ударных волн при измерениях методом отражения с использованием скорости только первой упругой волны в области существования двуволновой конфигурации недопустимо.

Для получения профиля волны в полевого шпате, так же как и при исследовании динамической сжимаемости стекла [6], был использован электромагнитный метод, который позволяет регистрировать изменение массовой скорости вещества во времени  $u(t)$  непосредственно во фронте ударной волны. Электромагнитный метод был предложен в 1948 г. Е. Завойским для измерения массовой скорости за фронтом детонационных и ударных волн. Однако в периодической печати он не был изложен. В последние годы этот метод получил широкое применение при исследовании ударного сжатия инертных материалов [6, 7].

Сущность электромагнитного метода измерения  $u(t)$  состоит в следующем: на концах проводника, движущегося в магнитном поле, наводится э.д.с., которая связана законом электромагнитной индукции со скоростью движения проводника, его длиной и напряженностью магнитного поля. В данной работе проводник (датчик) представлял собой согнутую П-образно алюминиевую фольгу толщиной 0,03 мм, причем перегиб являлся рабочей длиной датчика. Рабочая часть датчика располагалась в измерительном узле, состоящем из пластин полевого шпата, шлифованных друг к другу, перпендикулярно оси измерительного узла и оси заряда. В опытах на электромагните длина заряда вместе с взрывной линзой, дающей плоский детонационный фронт, была около 270 мм, а диаметр 100 мм. Сборка помещалась в постоянное однородное магнитное поле напряженностью 380 э так, чтобы рабочая плоскость датчика двигалась перпендикулярно силовым линиям магнитного поля. При прохождении ударной волны по исследуемому образцу датчик вовлекается в движение частицами вещества, движущимися с массовой скоростью. Э.д.с., наведенная на его концах, записывалась специально сконструированным двухлучевым импульсным катодным осциллографом типа ОК-17 [8]. Завал переднего фронта осциллограмм в тщательно смонтированных сборках не превышал 0,1 мксек. Точность измерения скорости  $u(t)$  около 3%.

Типичная осциллограмма  $u(t)$ , полученная электромагнитным методом, приведена на фиг. 3. В этих экспериментах датчик располагался в образцах полевого шпата на глубинах 12—15 мм. Во всех случаях была получена двуволновая конфигурация.



Фиг. 3

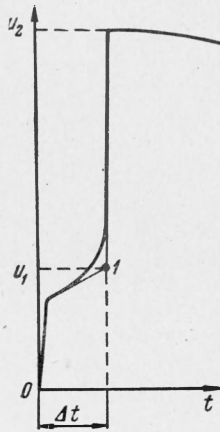
Исследование упруго-пластических волн в железе и стали [9], а также стекле [6] при взрывном нагружении показало, что параметры на фронте упругой волны уменьшаются с глубиной при одинаковом приложенном давлении, тогда как параметры перед пластической волной практически не зависят от толщины образцов.

Затухание параметров на фронте упругой волны в стали было объяснено слабой выпуклостью вверх упругого участка адиабаты Гюгонио, а в стекле — явлением релаксации.

Для полевого шпата детального исследования упруго-пластических волн не проводилось. Значение массовой скорости  $u_1$  в упругой волне бралось в точках пересечения касательных к фронту пластической волны и кривой  $u = f(t)$  для упругой волны (фиг. 4), как это было проделано для стали [9]. При этом было установлено, что параметры упругой волны в полевом шпате имеют следующие значения:  $D_1 = 5.50 \text{ км/сек}$ ,  $u_1 = 0.36 \text{ км/сек}$ ,  $p_1 = 50.5 \cdot 10^9 \text{ бар}$  и  $\rho_1 = 2.73 \text{ г/см}^3$ .

Поскольку значение  $u_1$ , рассчитанное описанным выше способом, соответствует нулевой толщине образца, то давление  $50.5 \cdot 10^9 \text{ бар}$  является максимально возможным динамическим пределом текучести для полевого шпата при взрывном нагружении.

Электромагнитный метод позволяет регистрировать изменение массовой скорости вещества непосредственно во фронте ударной волны. Из полученной таким методом осциллограммы, имеющей двуволновую структуру, можно строго рассчитать параметры второй ударной волны, если обе волны — упругая и пластическая — имеют прямоугольный профиль. Учитывая, что вторая волна распространяется по уже движущемуся веществу, скорость пластической ударной волны будет



Фиг. 4

$$D_2 = \frac{(D_1 - u_1)h}{h + D_1 \Delta t} \quad (2)$$

где  $h$  — толщина образца, на которой расходились волны,  $\Delta t$  — время расхождения волн.

Значения  $p_2$  и  $V_2$  вычисляются по формулам

$$p_2 - p_1 = \rho_1 D_2 \Delta u, \quad \frac{V_2}{V_1} = \frac{D_2 - \Delta u}{D_2} \quad (\Delta u = u_2 - u_1) \quad (3)$$

В результате обчета по формулам (2), (3) осциллограммы, приведенной на фиг. 3, было получено

$$h = 15.00 \text{ мм}, \quad \Delta t = 0.60 \text{ мксек}, \quad u_1 = 0.36 \text{ км/сек}, \quad u_2 = 0.96 \text{ км/сек} \quad (4)$$

$$D_2 = 4.22 \text{ км/сек}, \quad p_2 = 12.6 \cdot 10^{10} \text{ бар}, \quad V_2 = 0.314 \text{ см}^3/\text{г}$$

Однако из рассмотрения осциллограммы (фиг. 3) видно, что между фронтами упругой и пластической волн, распространяющихся в полевом шпате, существует нестационарная область. По этой причине полученные результаты следует считать только оценочными, так как строго вычислить параметры пластической ударной волны в области существования двуволновой конфигурации для веществ, имеющих нечеткий профиль волн (полевой шпат, стекло [6]), не представляется возможным. Такой расчет тем более не правомочен в случаях, когда массовую скорость за пластической волной устанавливают методами, регистрирующими смещение свободной поверхности исследуемого образца при выходе на нее волн сжатия [10, 11]. В этом случае необходимо учитывать взаимодействие волны разрежения, возникающей при выходе на свободную поверхность упругой волны с пластической волной, даже если профиль волн прямоугольный. Очевидно, что наличие нестационарной области между фронтами волн приведет к еще большему искажению пластической ударной волны, прежде чем она выйдет на свободную поверхность образца.

Из данных (4) видно, что давление в пластической волне было ниже давления полиморфного превращения, наблюдающегося при объемном ударном сжатии. Эта оценка, а также факт совпадения скорости  $D_0$ , полученной из экспериментальных данных по смешевому методу и рассчитанной по формуле (1), указывают, что двуволновая структура на осциллограмме фиг. 3 соответствует упруго-пластическому процессу сжатия, а не процессу полиморфного превращения.

В заключение авторы выражают благодарность В. Е. Чемагину за помощь в проведении экспериментов, В. П. Петрову и В. К. Магидович — за предоставление полевого шпата и данных анализа.

Поступила 30 VII 1964

## ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В., Крупников К. К., Бражник М. И. Динамическая сжимаемость металлов при давлениях от четырехсот тысяч до четырех миллионов атмосфер. *Ж. эксперим. и теор. физ.*, 1958, т. 34, стр. 886.
2. Дремин А. Н. и Ададунов Г. А. Ударная адиабата мрамора. *Докл. АН СССР*, 1959, т. 128, № 2.
3. Дремин А. Н., Карпухин И. А. Метод определения ударных адиабат дисперсных веществ. *ПМТФ*, 1960, № 3, стр. 184.
4. Ададунов Г. А., Дремин А. Н., Першин С. В., Родионов В. Н., Рябинин Ю. Н. Ударное сжатие кварца. *ПМТФ*, 1962, № 4, стр. 81.
5. Зельдович Я. Б. и Райзер Ю. П. *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*. ГИФМЛ, М. 1963.
6. Дремин А. Н., Ададунов Г. А. Поведение стекла при динамическом нагружении. *Физ. тверд. тела*, 1964, т. 6, стр. 1757.
7. Дремин А. Н., Шведов К. К., Колдунов С. А. Иницирование детонации ударной волной в литом тротиле. *ПМТФ*, 1963, № 6, стр. 131.
8. Гальперин Л. Н., Шведов К. К. Метод и установка для исследования переходных детонационных процессов. *Ж. физ. химии*, 1963, т. 37, стр. 1183.
9. Иванов А. Г., Новиков С. А., Синицын В. А. Исследование упруго-пластических волн в железе и стали при взрывном нагружении. *Физ. тверд. тела*, 1963, т. 5, стр. 269.
10. Bancroft D., Peterson E., Minshall S. Polymorphism of Iron at High Pressure. *J. Appl. Phys.*, 1956, vol. 27, p. 291.
11. Wackerle J. Shock Wave Compression of Quartz. *J. Appl. Phys.*, 1962, vol. 33, p. 922.

**ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОПРЕДЕЛЕНИЕ СКОРОСТИ ЗВУКА  
В НАСЫЩЕННЫХ ПАРАХ БЕНЗОЛА, ЧЕТЫРЕХХЛОРИСТОГО УГЛЕРОДА,  
ДИЭТИЛОВОГО ЭФИРА**

*И. И. Новиков, Е. П. Шелудяков*

(Новосибирск)

Данные о скорости распространения звука в насыщенных парах позволяют по результатам измерения скорости звука на кривой насыщения и вблизи ее осуществить построение энтропийных диаграмм [1] и уточнение имеющихся диаграмм и таблиц термодинамических свойств в области, которая обычно характеризуется наибольшей погрешностью определения термодинамических свойств.

В настоящее время состояние вопроса о распространении звука в насыщенных парах жидкостей представляется следующим.

Установлено [2], что при переходе через кривую насыщения из двухфазной области в область парового состояния, или обратно — из области перегретого пара в область двухфазного состояния вещества — скорость звука претерпевает конечный скачок. Найдена [3] аналитическая зависимость для скорости распространения звука на кривой насыщения при подходе к последней со стороны двухфазной области. Эта теоретическая зависимость сопоставлена с измерениями скорости звука в водяных парах и углекислоте [4–6]. Оказалось, что при температурах, не очень близких к критической, когда аналитическая зависимость для скорости звука на кривой насыщения приобретает особенно простой вид, теоретическая формула находится в хорошем согласии с экспериментальными данными в том смысле, что отклонение вычисленных и измеренных значений скорости звука не превышает 4–5%. Однако значения скорости звука, вычисленные по теоретической формуле

$$c = \sqrt{gRT} \left[ 1 - \frac{RT}{r} \left( 2 - \frac{c_p''}{r} \right) \right]^{-1/2} \quad (1)$$

в случае воды и углекислоты оказываются всегда меньшими, чем полученные из опыта.

Этот результат следовало ожидать: в опытах значение скорости звука  $c = c''$  измерялось на кривой насыщения при подходе к ней из паровой области, а теоретическая формула дает значение скорости звука  $c = c'$  на кривой насыщения при подходе к ней из двухфазной области; обе эти скорости отличаются на конечную величину, равную скачку скорости звука на кривой насыщения. Именно поэтому и наблюдается всегда один и тот же знак разности  $c'' - c'$ . Таким образом, сравнение измеренных на опыте и вычисленных по теоретической формуле значений скорости звука