

## О ДИНАМИЧЕСКОЙ СЖИМАЕМОСТИ ПОРИСТОГО NaCl ПРИ НИЗКИХ ДАВЛЕНИЯХ

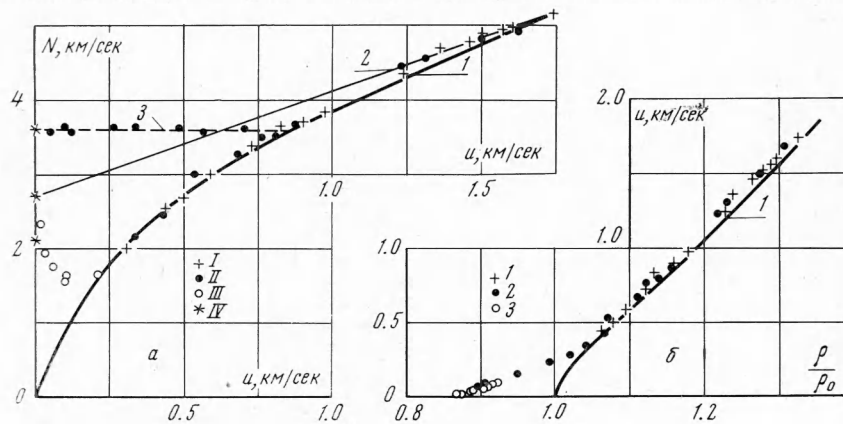
И. В. Белинский, Б. Д. Христофоров

(Москва)

Приведены экспериментальные данные о динамической сжимаемости пористого NaCl с начальной плотностью  $\rho_{00} = 1.87 \pm 1.9 \text{ г/см}^3$  в диапазоне давлений от 1 до 200 кбар. Параметры динамического сжатия определялись по результатам измерения электромагнитным и емкостным методами [1,2] волновых и массовых скоростей волн, возбуждаемых взрывом и ударом. Проведено сравнение с результатами ультразвуковых и статических измерений.

Данные опытов свидетельствуют о неприменимости гидродинамической модели для описания поведения пористого NaCl при динамическом нагружении в области напряжений, сравнимых с прочностью вещества.

1. Проведенные ранее опыты [1] по исследованию ударных волн в твердом теле показывают, что их параметры при давлениях ниже 100 кбар существенно зависят от пористости вещества. (Аналог трещиноватости для горной породы.) При плотности сжатого волной вещества, близкой к плотности кристалла, фронт волны размывается.



Фиг. 1 а — зависимость волновой скорости  $N$  от максимальной массовой скорости  $u$ , б — зависимость максимальной массовой скорости  $u$  от относительной плотности  $\rho/\rho_0$ ; 1 — расчет по формулам (1), 2 — линейное  $N(u)$  соотношение, 3 — скорость вступления упругой волны, I — данные измерений волновой и массовой скорости, II — данные измерений массовой скорости и уплотнений, III — опыты с ударом, IV — ультразвуковые измерения

Скорость ее вступления близка к скорости продольных звуковых волн, а скорость максимума значительно ниже гидродинамической скорости звука. Особенности поведения вещества, связанные с упругопластическими эффектами и процессом схлопывания пор, существенно влияют на динамическую сжимаемость вещества. В настоящее время нет надежного описания поведения вещества в области давлений, сравнимых с его прочностью. Рассчитанные по формулам (1) методом [3,9] параметры ударной сжимаемости пористого вещества без учета его прочности равны нулю при  $V = V_0$  (кривые 1 на фиг. 1,2).

$$p(V, V_{00}) = p_1(V) \frac{V_0 - V - 2V_0/\gamma_0}{V_{00} - V - 2V_0/\gamma_0}$$

$$u = [p(V_{00} - V)]^{1/2}, \quad N = V_{00}[p(V_{00} - V)]^{1/2} \quad (1)$$

$$V_{00}/V = N / (N - U), \quad \gamma/V = \gamma_0/V_0$$

Здесь  $P$  — давление или нормальное напряжение ударного сжатия;  $u$ ,  $N$  — массовая и волновая скорости;  $V_{00}$  — начальный удельный объем порошка;  $V_0$ ,  $\gamma_0$ ,  $p_1$  — соответствующие параметры кристалла. При выводе (1) предполагается, что начальные энергии сплошного и пористого вещества одинаковы. Принятая аппроксимация для коэффициента Грюнайзена  $\gamma$  удобна и не приводит к заметным погрешностям в области малых давлений. Зависимость  $P_1(V)$  взята из работы [5].

Фактически процесс схлопывания пор связан с разрушением и пластическим деформированием зерен порошка. Поэтому при напряжениях, близких к величине проч-

ности зерен, расчеты, основанные на гидродинамической модели, не будут описывать явления. В связи с этим динамическая сжимаемость порошка NaCl в области низких давлений определялась из эксперимента.

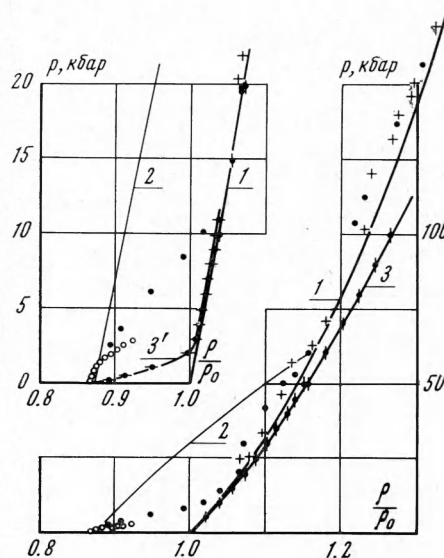
2. Плоские ударные волны в образцах NaCl возбуждались взрывом или ударом тонких алюминиевых пластин. В первом случае использовались заряды разной плотности из смеси тротил-гексоген 50×50, или тротил-бензойная кислота 50×50 диаметром 100 и 84 мм. Заряд и образец разделялись прослойками из латуни, бензойной кислоты или воздуха для получения ударной волны необходимой интенсивности и профиля, близкого к ступенчатому. Применение взрывных линз позволило получить ударные волны с отклонением формы фронта от плоской не более 0.1 мксек на диаметре 80 мм. Алюминиевые ударники толщиной около 0.5 мм отлетали от латунного экрана толщиной 5 мм, в котором ударом возбуждалась плоская ударная волна. Искривление и перекося этих ударников не превышали 0.2 мксек на диаметре 80 мм. Скорость их полета составляла  $1.65 \div 1.72$  км/сек. Использовались цилиндрические образцы из порошка NaCl с размером зерен около 0.3 мм, диаметром 84 мм и толщиной от 2 до 25 мм, спрессованные до плотности  $1.87$  г/см<sup>3</sup> в опытах с ударом и до плотности  $1.88 \div 1.90$  г/см<sup>3</sup> в опытах со взрывом.

В опытах с применением взрывчатых веществ для возбуждения ударных волн их массовая и волновая скорости измерялись электромагнитным методом двумя датчиками, установленными внутри образца на расстоянии  $5 \div 7$  мм один от другого. Интегрированием осциллограмм массовой скорости по времени определялись смещение датчика и плотность вещества, сжатого ударной волной. Регистрация сигналов от датчиков производилась на двух осциллографах ОК-17 и одновременно на одном ОК-33. Точность отдельного измерения  $u$  и  $N$  около  $\pm 3\%$ . Возможна систематическая ошибка  $\approx 3\%$  в измерении массовой скорости, приводящая к ее снижению из-за неучета завала фронта волны измерительным трактом и собственного сопротивления датчика. При возбуждении волн ударом измерялась массовая скорость вещества электромагнитным методом при  $u > 100$  м/сек, скорость его свободной поверхности  $w$  — емкостным методом и время распространения волны по образцу. Момент удара фиксировался электроконтактным датчиком. Предполагалось, что  $w = 2u$  во всем диапазоне измерений. При  $u > 100$  м/сек оба метода определения массовой скорости вещества давали одинаковые результаты. Волновая скорость в этих опытах определялась графическим дифференцированием годографа вступления и максимума волны, построенного по измеренному времени распространения волны от поверхности соударения до датчика.

Для определения упругих характеристик образцов при нормальных условиях измерены скорости  $C_1$  и  $C_2$  продольных и поперечных звуковых волн на ультразвуковой установке УЗИС ЛЭТИ-4 на частоте 1,67 мгу. Измерения основаны на сравнении времени распространения волн в образце и эталоне из 18% раствора спирта в дистиллированной воде, скорость звука в котором  $1600 \pm 10$  м/сек. Использовались образцы с плотностью от 1.56 до 2.15 г/см<sup>3</sup> и размером зерен меньше 0.11 мм, около 0.3 мм и выше 0.4 мм, а также образец из монокристалла NaCl. Точность отдельного измерения ультразвуковым методом около 3%.

3. По измеренным значениям продольной  $C_1$  и поперечной  $C_2$  скоростей звука рассчитаны гидродинамическая скорость звука  $C_3 = (K/\rho_{00})^{1/2}$ , коэффициент Пуассона  $\nu$ , модуль Юнга  $E$ , модуль объемного сжатия  $K$  и модуль сдвига  $G$ . С увеличением плотности образцов все упругие постоянные возрастают. С точностью до ошибки измерений они не зависят от размера зерен. Результаты измерений в кристалле совпадают с литературными данными [6]. Зависимость  $C_1$  и  $C_2$  от плотности можно выразить линейными соотношениями

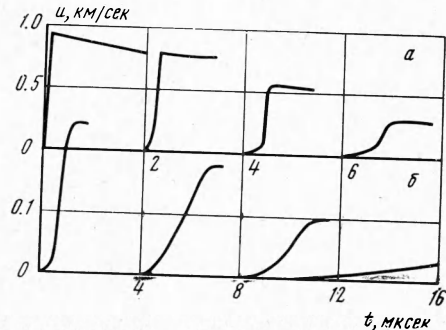
$$C_1 = 3.47 \rho_{00} - 2.95, \quad C_2 = 1.90 \rho_{00} - 1.49$$



Фиг. 2 Зависимость нормального сжимающего напряжения  $p$  от относительной плотности  $\rho/\rho_0$ : 1 — расчет по формулам (1), 2 — закон Гука при плоском деформированном состоянии, 3 — данные Бриджмена, 3' — данные статического сжатия образца NaCl с  $\rho_{00} = 1.87$  г/см<sup>3</sup> в жесткой обложке. В верхнем левом углу представлена область низких давлений в увеличенном масштабе

где  $C$  в км/сек,  $\rho$  в г/см<sup>3</sup>. При  $\rho_{00} = 1.87$  г/см<sup>3</sup>,  $C_1 = 3.54$  км/сек,  $C_2 = 2.06$  км/сек,  $C_3 = 2.64$  км/сек. При  $\rho_{00} = 1.89$  г/см<sup>3</sup>,  $C_1 = 3.61$ ,  $C_2 = 2.10$ ,  $C_3 = 2.68$  км/сек.

Профили массовых скоростей при взрыве и ударе приведены соответственно на фиг. 3а и б. При максимальных массовых скоростях, меньших примерно 850 м/сек, перед ударной волной возникает предвестник с размытым фронтом. Скорость его вступления около 3.5 км/сек, что совпадает с измеренной скоростью продольных звуковых волн. Поэтому предвестник, видимо, является упругой волной. С точностью до ошибки измерения его скорость не зависит от интенсивности ударной волны. В диапазоне  $300 \lesssim u \lesssim 850$  м/сек за предвестником идет волна с ударным фронтом. При  $u \lesssim 300$  м/сек фронт волны размывается и при меньших значениях максимальной массовой скорости ее уже нельзя считать ударной. Образование описанных характерных особенностей профиля ударной волны в области нагрузки не зависит от природы источника ударных волн и определяется лишь их интенсивностью. Время нарастания волны увеличивается с пройденным ею расстоянием и в условиях опытов доходит до 7 мксек.



Фиг. 3. Профили массовых скоростей  $u$  в функции от времени  $t$ : а — при взрыве, б — при ударе

Ведены линии одинаковых массовых скоростей, полученные при обработке экспериментальных осциллограмм. На каждой из них приведены значения массовых скоростей в м/сек. Линии равных скоростей выходят из точки  $m = 0,4$  г/см<sup>2</sup>, где  $u \approx 800$  м/сек в момент образования двухволновой конфигурации, и заканчиваются на линии максимума волны. Скорость распространения максимума уменьшается при  $m \lesssim 1$ , а на больших расстояниях начинает возрастать. Наклон линий равных скоростей к оси  $m$  уменьшается при снижении значения массовой скорости.

Определение параметров динамического сжатия при низких давлениях, где фронт волны размыт, производилось интегрированием уравнений движения и непрерывности по заданному полю массовых скоростей в области нагрузки (при ударе см. фиг. 4).

$$\frac{\partial p(m, t)}{\partial m} + \frac{\partial u(m, t)}{\partial t} = 0$$

$$\frac{\partial V(m, t)}{\partial t} = \frac{\partial u(m, t)}{\partial m} \quad (2)$$

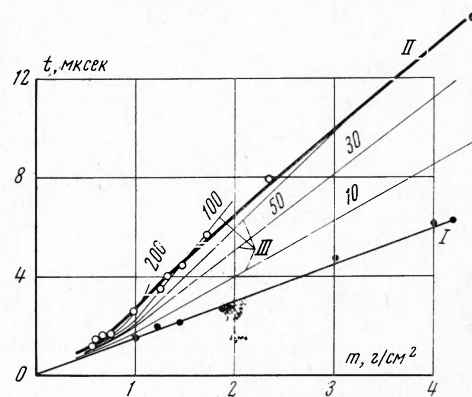
где  $P(m, t)$  нормальное напряжение. Интегрируя (2), получаем

$$p(m, t) = - \int_M^m \frac{\partial u(m, t)}{\partial t} dm + \varphi(t)$$

$$V(m, t) = \int_T^t \frac{\partial u(m, t)}{\partial m} dt + \psi(m) \quad (3)$$

Интегрирование системы (2) производится от фронта упругой волны с координатами  $M, T$ , на котором предполагалось, что  $p = 0$ ,  $V = V_{00}$ . Откуда  $\varphi(t) = 0$ ,  $\psi(m) = V_{00}$ . Далее, интегрируя первое уравнение при  $t = T$ , а второе при  $m = M$ , в силу условия  $u(M, T) = 0$ , получим

$$p(m, t) = - \frac{\partial}{\partial t} \int_M^m u(m, t) dm, \quad V(m, t) - V_{00} = \frac{\partial}{\partial m} \int_T^t u(m, t) dt \quad (4)$$



Фиг. 4.  $m, t$  — диаграмма сжатия при ударе; I — фронт волны, II — волна разгрузки, III — кривые постоянной скорости. Цифры на кривых III соответствуют значениям массовой скорости  $u$  м/сек

Уравнения (4) решались численно по разностной схеме. Обозначая

$$J(m, t) = \int_M^m u(m, t) dm, \quad r(m, t) = \int_T^t u(m, t) dt$$

перепишем (4) в виде

$$p(m_i, t_i) = - \frac{J(m_i, t_i + \Delta t_i) - J(m_i, t_i - \Delta t_i)}{2\Delta t_i} \quad (5)$$

$$V(m_i, t_i) - V_{00} = \frac{r(m_i + \Delta m_i, t_i) - r(m_i - \Delta m_i, t_i)}{2\Delta m_i}$$

Уравнения (5) дают значения нормального напряжения  $p$  и удельного объема  $V$  в любой точке области нагрузки, где задано  $u(m, t)$ .

В области существования ударного фронта были определены деформации по измеренному смещению электромагнитного датчика по формуле

$$\varepsilon = \frac{V_{00} - V}{V_{00}} = \frac{1}{\Delta x} \int_0^{\tau} u(M, t) dt, \quad \tau = \frac{\Delta x}{N}$$

где  $\Delta x$  — расстояние между двумя датчиками,  $N$  — средняя скорость волны на базе между ними.

Значение  $u$  для данного  $\varepsilon$  бралось равным среднему между значениями  $u$  в конце записи первого датчика и на фронте второго. Параметры ударного сжатия определены из измеренных значений  $u$ ,  $N$  и  $\varepsilon$  с помощью уравнений сохранения на фронте. При этом пренебрегались параметрами предвестника. Параметры динамического сжатия вещества при низких давлениях, где фронт волны размыт, определялись по формулам (5).

4. На фиг. 1, а приведены экспериментальные данные о зависимости волновой скорости от максимальной массовой. Крестиками обозначены результаты опытов, в которых  $N$  измерялось на базе между двумя датчиками при взрывном нагружении. Точками обозначены результаты определения волновой скорости по измеренному значению уплотнения и массовой скорости по формуле  $N = (u\rho / \rho_{00}) / (\rho / \rho_{00} - 1)$ . Кружки обозначают скорость максимума волны при ударе, полученную графическим дифференцированием годографа максимума волны на фиг. 4. Скорость максимума является фазовой скоростью и не характеризует полностью скорость распространения всей волны сжатия.

В области высоких интенсивностей ударной волны экспериментальные данные лежат в среднем примерно на 3% выше расчетной кривой 1, что немного превышает возможную систематическую ошибку эксперимента. С уменьшением массовой скорости в волне волновая скорость быстро уменьшается, достигая минимального значения, близкого к  $C_1 / 2$  при  $u \approx 150$  м/сек. При дальнейшем уменьшении  $u$  скорость максимума волны возрастает, приближаясь к скорости звука, а расчетная кривая 1 стремится к нулю. Линейное  $N(u)$  соотношение  $N = 2.68 + 1.43 u$ , проведенное через значение гидродинамической скорости звука  $C_3$  при  $u = 0$  и экспериментальные точки в области высоких давлений (прямая 2), описывает результаты опытов в диапазоне  $u \geq 850$  м/сек. При  $u = 850$  м/сек она проходит примерно на 5% выше экспериментальных данных.

На фиг. 1, б приведена рассчитанная по формулам (1) зависимость  $u(\rho / \rho_0)$  и экспериментальные данные. Обозначения результатов измерений те же, что и на фиг. 1, а. В области малых сжатий вещество достигает плотности монокристалла при значении максимальной массовой скорости в волне  $u \approx 250$  м/сек. Рассчитанное согласно (1) значение массовой скорости при  $\rho / \rho_0 = 1$  равно нулю. При  $\rho / \rho_0 > 1.03$  экспериментальные данные согласуются с расчетной кривой 1, но расположены немного выше.

На фиг. 2 приведены рассчитанные по экспериментальным данным нормальные напряжения при сжатии NaCl в зависимости от  $\rho / \rho_0$ . Обозначения экспериментальных точек те же, что и на фиг. 1, а и б. В диапазоне  $\rho_0 / \rho > 1.03$  результаты опытов согласуются с расчетом (1) (кривая 1). Наблюдаемое расхождение  $\sim 6\%$  соответствует расхождению в зависимости  $N(u)$  на фиг. 1, а. На том же графике в большем масштабе представлена область малых сжатий. Данные, которые получены при взрыве ( $\rho_{00} = 1.890$  г/см<sup>3</sup>), при малом времени нарастания волны лежат выше данных, полученных при обработке длинных волн, возбуждаемых ударом ( $\rho_{00} = 1.87$  г/см<sup>3</sup>).

Сжатие вещества до плотности кристалла происходит при напряжении  $\sim 9$  кбар. Экстраполируя экспериментальную кривую до кривой 2, описывающей закон Гука при плоском деформированном состоянии, можно оценить значения динамического пре-

дела текучести  $Y$ . В опытах при взрыве и ударе  $Y$  соответственно равно 1.5 и 0.8 кбар. Различие между данными для взрыва и удара нельзя полностью связать с различием в плотности образцов 1.87 и 1.89 г/см<sup>3</sup>, которые использовались в этих опытах, и неточностью экспериментальных данных. Возможно, это связано с зависимостью кривых нагружения от скорости деформации. Построенная по данным статического сжатия образцов NaCl плотностью  $\rho_{00} = 1.87$  г/см<sup>3</sup> в жесткой обойме кривая  $\mathcal{Z}'$  лежит значительно ниже динамической кривой. Плотность монокристалла при статическом деформировании достигается при напряжении 3 кбар, в три раза меньшем, чем при динамическом нагружении. Это служит также подтверждением возможной зависимости кривых нагружения от скорости деформации. Для сравнения на фиг. 2 приведена изотерма (кривая  $\mathcal{Z}$ ) по данным Бриджмена [7].

$u$ , км/сек	$N$ , км/сек	$\rho/\rho_0$	$p$ , кбар	$E \cdot 10^{-9}$ , эрг/г	$E_x \cdot 10^{-9}$ , эрг/г	$\Delta T$ , °C
0.052	1.80	0.893	2.6	0.019	0.003	2
0.085	1.70	0.908	3.7	0.050	0.008	5.2
0.157	1.56	0.947	6.2	0.150	0.023	15.2
0.236	1.70	0.992	8.7	0.304	0.053	30.6
0.282	1.90	1.018	10.2	0.420	0.093	39.2
0.4	2.37	1.047	18	0.8	0.30	61
0.6	3.17	1.073	36	1.8	0.63	143
0.8	3.53	1.125	53.5	3.2	1.16	249
1.0	3.95	1.166	75.4	5.0	1.90	378
1.2	4.34	1.203	98.8	7.2	2.70	548
1.4	4.69	1.241	124.5	9.8	3.60	755
1.6	4.97	1.284	150.7	11.6	4.84	824
1.8	5.24	1.326	176.5	16.2	6.52	1180

В таблице приведены осредненные значения параметров динамического сжатия и результаты расчета внутренней энергии и температуры, достигаемых в ударной волне. В области малых сжатий, где фронт волны размыт, приращение температуры оценивалось по формуле

$$\Delta T = \frac{E - E_x}{c} = \frac{1}{c} \left( \int_V^{V_{00}} p dV - \int_V^{V_{00}} p_x dV \right)$$

где  $p$ ,  $p_x$  — напряжения при динамическом и статическом сжатии соответственно,  $c$  — теплоемкость при нормальных условиях.

5. Проведенные исследования поведения пористого NaCl при динамическом нагружении до давлений в 200 кбар показывают наличие трех различных областей состояния вещества. В первой области ( $u > 850$  м/сек) вещество в первом приближении можно рассматривать как идеальную жидкость и пользоваться для описания ударной адиабаты линейным  $N(u)$  соотношением, построенным по экспериментальным данным. Ударная адиабата, рассчитанная по уравнению состояния Ми — Грюнайзена и ударной адиабате монокристалла [8], лежит ниже данных по динамическому сжатию порошка на величину, немного превышающую систематические ошибки эксперимента. Аналогичные факты наблюдались в опытах с пористыми металлами [7].

Во второй области  $250 \lesssim u \lesssim 850$  м/сек образуется двухволновая конфигурация при распространении ударной волны по веществу. Эта область рассматривается как область упруго-пластического поведения вещества. Первая волна распространяется со скоростью, совпадающей с продольной скоростью звука  $C_1 = 3.61$  км/сек. Фронт ее обычно размыт. Эта волна, видимо, связана с упругим сжатием всего вещества, как целого. Массовая скорость упругой волны в области ее пересечения с фронтом следующей за ней пластической  $\sim 30$  м/сек, что соответствует напряжению  $\sim 1.5$  кбар., близкому к значению предела текучести, определенному на диаграмме  $P(\rho/\rho_0)$  на фиг. 2. Фронт пластической волны — ударный, его скорость при  $u \approx 300$  м/сек примерно в 1.5 раза меньше определенной линейным  $N(u)$  соотношением. В третьей области ( $u < 250$  м/сек,  $\rho \lesssim \rho_0$ ) интенсивность волны недостаточна для схлопывания пор) фронт пластической волны размывается тем сильнее, чем меньше ее интенсивность и больше путь, пройденный по материалу. Упругая волна плавно сопряжена с пластической, и их трудно разграничить. Скорость максимума волны имеет минимальное значение при  $u \approx 150$  м/сек, равное примерно  $C_1/2$ . При меньших значениях массовой скорости скорость максимума волны увеличивается, стремясь к  $C_1$ , поскольку состоя-

