

попентов примерно такому же, в котором производились опыты; соответствие расчетной кривой и экспериментальных точек вполне удовлетворительное. Точки на фиг. 4 отражают зависимость координаты фронта максимальных давлений, полученную опытным путем. Неплохое соответствие экспериментальных и расчетных данных о закономерности распространения фронта волны в грунте 4 (см. таблицу) указывает, что волну в измеренном диапазоне расстояний с приближением можно считать ударной.

Таким образом, в результате сопоставления расчетных и опытных данных можно сделать вывод, что модель многокомпонентной среды [1] позволяет хорошо описывать распространение волн в водонасыщенных грунтах.

Автор выражает благодарность Г. М. Ляхову и А. А. Вовку за постановку задачи и обсуждение работы.

Поступила 28 IV 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Ляхов Г. М. Ударные волны в многокомпонентных средах.— «Изв. АН СССР. ОТН. Механика и машиностроение», 1959, № 1.
2. Кривцов В. А. Уравнение сжатия водонасыщенного песка и границы его применимости.— ПМТФ, 1974, № 4.
3. Рахматулин Х. А. О распространении волн в многокомпонентных средах.— ПММ, 1969, т. 33, вып. 4.
4. Ляхов Г. М. Основы динамики взрывных волн в грунтах и горных породах. М., «Недра», 1974.
5. Ляхов Г. М., Охитин В. Н., Чистов А. Г. Ударные волны в грунтах и в воде вблизи от места взрыва.— ПМТФ, 1972, № 3.
6. Legowski Z., Włodarczyk E. Regular reflection of an oblique stationary shock wave from an indeformable plane partition in saturated soil.— «Proc. Vibrat. Probl. Pol. Acad. Sci.», 1974, vol. 15, N 2.
7. Włodarczyk E., Luc Du Khuong. Propagacja płaskiej fali uderzeniowej w niejednorodnym gruncie uwodnionym.— «Biuletyn Wojskowej Akademii technicznej im J. Dąbrowskiego», 1976, r. 25, N 7.
8. Баум Ф. А., Орленко Л. П., Станюкович К. П., Челышев В. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. М., «Наука», 1975.
9. Хоскин Н. Э. Метод характеристик для решения уравнений одномерного установившегося течения.— В кн.: Вычислительные методы в гидродинамике. М., «Мир», 1967.

УДК 532.52 + 532.503.2

#### О НЕКОТОРЫХ ЭФФЕКТАХ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ ВЗРЫВНОМ ОБЖАТИИ ВЯЗКОЙ ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ ОБОЛОЧКИ

Н. И. Матюшкин, Ю. А. Тришин

(Новосибирск)

В работах [1—3] рассматривается процесс схлопывания металлической цилиндрической оболочки к оси симметрии под действием продуктов взрыва. В основу расчетов для схлопывающейся оболочки положена модель идеальной несжимаемой жидкости. Сопоставление результатов численного решения задачи о сжатии к оси оболочки идеальной несжимаемой жидкости с экспериментальными данными, полученными при съемке на рентгеноимпульсной установке процесса схлопывания металлических трубок, окруженных слоем ВВ, показы-

вает, что расчетные кривые зависимости радиуса оболочки от времени хорошо совпадают с экспериментальными до некоторого момента времени. Заметное расхождение начинается в конце процесса схлопывания оболочки. Расхождение с экспериментом было преодолено при использовании модели вязкой несжимаемой жидкости для материала оболочки. Кроме того, эта модель объяснила и ряд физических эффектов, впервые полученных экспериментально: остановку оболочки при достижении внутренней поверхности некоторого критического радиуса, не равного нулю, «взрывное» испарение оболочки вследствие быстрого перехода всей кинетической энергии оболочки в тепло из-за действия вязких сил, динамическую потерю устойчивости оболочки. Упругопластическая модель не в состоянии объяснить эти явления, сопровождающие процесс схлопывания цилиндрической оболочки.

Таким образом, в оболочках с цилиндрической симметрией, по-видимому, основным фактором, ограничивающим кумуляцию (в смысле соударения внутренней поверхности на оси симметрии), является вязкость реальных оболочек. Но при этом можно говорить о другом роде кумуляции в рассматриваемой ниже модели — кумуляции тепловой энергии в слоях, примыкающих к внутренней поверхности, которая в свою очередь ограничена фазовыми переходами материала оболочки. На основе анализа инерционного схождения цилиндрической оболочки предложена методика определения коэффициентов вязкости для металлов и других конденсированных веществ.

В данной работе сделано предположение о природе высокоскоростной кумулятивной струи из цилиндрических кумулятивных облицовок и сходящемся цилиндрическом фронте детонации.

1. Пусть имеется цилиндрическая оболочка вязкой несжимаемой жидкости, окруженная слоем сжатого газа. Начальные параметры газа: давление  $p_0$ , плотность  $\rho_0$ , скорость звука в газе  $a_0$ , толщина слоя  $\Delta_0$ ; а оболочки — плотность вещества  $\rho_1$ , динамический коэффициент вязкости  $\mu$ , внутренний радиус  $R_0$ , наружный радиус  $R_{10}$ . Внутри оболочки и вне слоя сжатого газа вакуум. Под действием расширяющегося газа оболочка начнет схлопываться.

Считая, что газ, окружающий цилиндрическую оболочку, является продуктом мгновенной детонации взрывчатого вещества (ВВ) с  $\gamma = 3$ , можно написать [1—4]

$$(1.1) \quad p_0 = \frac{1}{8} \rho_0 D^2 = \frac{1}{3} \rho_0 a_0^2, \quad \rho_0 = \rho_{ВВ},$$

где  $D$  — скорость детонации ВВ;  $\rho_{ВВ}$  — начальная плотность ВВ.

Условие адиабатичности дает следующее соотношение для термодинамических параметров газа:

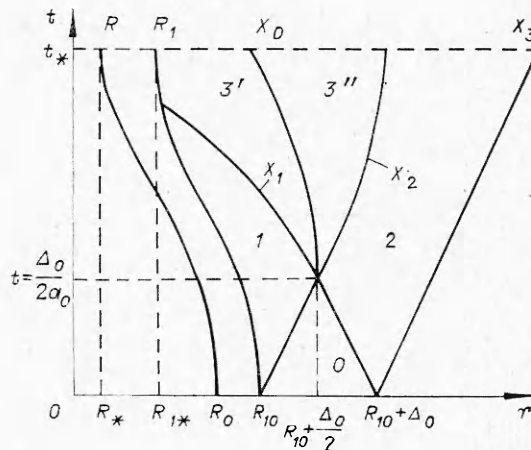
$$(1.2) \quad \rho = \rho_0 a / a_0, \quad p = p_0 (\rho / \rho_0)^3 = p_0 (a / a_0)^3.$$

Уравнения движения и неразрывности, описывающие одномерное движение газа с цилиндрической симметрией, преобразуются с учетом соотношения (1.2) к уравнениям, содержащим в качестве искоемых функций массовую скорость  $u$  и скорость звука  $a$

$$(1.3) \quad \partial u / \partial t + u \partial u / \partial r + a \partial a / \partial r = 0, \quad \partial a / \partial t + u \partial a / \partial r + a \partial u / \partial r + a u / r = 0.$$

Рассмотрим  $r - t$ -диаграмму процесса схлопывания цилиндрической оболочки (фиг. 1). Траектории внутренней и наружной границ оболочки обозначены через  $R(t)$  и  $R_1(t)$  соответственно,  $X_1(t)$  — передний фронт волны разрежения, распространяющейся налево от границы газ—вакуум,  $X_2(t)$  — передний фронт волны разрежения, распространяющейся вправо и возникающей на движущейся оболочке. Кривые  $X_1$  и  $X_2$  имеют прямолинейные участки до точки их пересечения  $(R_{10} + \Delta_0/2, \Delta_0/(2a_0))$ . Ось  $r$  и прямолинейные участки кривых  $X_1$  и  $X_2$  ограничивают область  $O$  невозмущенного газа, где  $u = 0$ ,  $a = a_0$ . Граница газ—вакуум  $X_3(t)$  является

прямой линией, так как эту границу не может догнать ни одно возмущение (см., например, [5]). Скорость перемещения этой границы равна скорости истечения газа в вакуум, которая для  $\gamma = 3$  равна начальной скорости звука в газе. Таким образом, область движущегося газа на  $r - t$ -диаграмме ограничена линией оболочки  $R_1(t)$ , прямолинейными участками передних фронтов волн разрежения  $X_1$  и  $X_2$  и линией  $X_3$  разлета газа в вакуум. В свою очередь эта область может быть разделена на несколько частей



Ф и г. 1

(см. фиг. 1, 1 — область движения газа в волне разрежения, возникающей на цилиндрической оболочке, 2 — область движения газа в волне разрежения, возникающей при разлете газа в вакуум, 3 — область взаимодействия возникающих волн разрежения). Область 3 делится линией  $X_0(t)$  на две части: слева от нее (область 3') скорость газа направлена к оболочке, а справа (область 3'') — к границе газ — вакуум. На линии  $X_0$  массовая скорость газа равна нулю.

Для самой цилиндрической оболочки выполняются соотношения, выражающие закон сохранения массы и уравнение неразрывности для несжимаемой жидкости:

$$(1.4') \quad R_1^2(t) - R^2(t) = R_{10}^2 - R_0^2 = C = \text{const};$$

$$(1.4'') \quad R_1(t)\dot{R}_1(t) = R(t)\dot{R}(t) = rv.$$

Начальные условия очевидны:

$$(1.5) \quad u(r, 0) = \dot{R}_1(0) = 0, \quad a(r, 0) = a_0, \quad R_1(0) = R_{10}, \quad R(0) = R_0, \quad X_3(0) = R_{10} + \Delta_0.$$

Выпишем условия на границе области движущегося газа

$$(1.6) \quad \begin{cases} \text{на } X_3(t) & u = a_0, \quad a = 0; \\ \text{на } X_1(t), X_2(t) \text{ для } 0 \leq t \leq \frac{\Delta_0}{2a_0} & u = 0, \quad a = a_0; \\ \text{на } R_1(t) & u = \dot{R}_1, \quad a = a_1. \end{cases}$$

Кроме того, на  $R_1(t)$  выполняется соотношение, связывающее ускорение оболочки с параметрами оболочки и газа, которое можно получить из энергетических соображений.

Рассмотрим закон сохранения механической энергии для некоторого объема  $V$  сплошной среды, который в общем случае имеет вид

$$(1.7) \quad \frac{d}{dt} \int_V \rho_1 \frac{v_i v_i}{2} dV + \int_V D_{ij} \sigma_{ji} dV = \int_S v_i t_i^{(n)} dS,$$

где  $\rho_1$  — плотность среды;  $v_i$  — вектор скорости материальной точки;  $D_{ij}$  — тензор скоростей деформации;  $\sigma_{ij}$  — тензор напряжений;  $S$  — поверхность, ограничивающая объем  $V$ ;  $t_i^{(n)} = \rho_{ji} n_j$  — вектор напряжения на площадке  $dS$  с нормалью  $n$ .

Уравнение (1.7) устанавливает связь между скоростью изменения полной механической энергии среды и мощностью поверхностных сил. Применим уравнение (1.7) к одномерному осесимметричному движению цилиндрической оболочки, сходящейся к оси под действием давления  $p$  газа на внешней поверхности оболочки (давление газа на внутренней поверхности  $p = 0$ ). Оболочка представляет собой несжимаемую ньютоновскую жидкость, для которой

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + 2\mu D_{ij}.$$

В случае цилиндрической симметрии  $D_{rr} = \partial v/\partial r$ ,  $D_{\phi\phi} = v/r$ , а остальные  $D_{ij} = 0$ . Кроме того,  $D_{ij}\sigma_{ji} = -pD_{ii} + 2\mu D_{ij}D_{ij} = 2\mu D_{ij}D_{ij}$ , так как  $D_{ii} = 0$  вследствие  $\rho_1 = \text{const}$  и уравнения неразрывности (1.4''). С учетом уравнения неразрывности (1.4'') имеем

$$(1.8) \quad D_{ji}\sigma_{ji} = 2\mu[(\partial v/\partial r)^2 + (v/r)^2] = 4\mu R^2 \dot{R}^2/r^4.$$

Тогда уравнение (1.7) для единицы длины оболочки с учетом (1.4'') приобретает вид

$$(1.9) \quad \frac{d}{dt} \left[ \pi \rho_1 (R\dot{R})^2 \ln \frac{R_1}{R} \right] + \frac{4\mu\pi C R^2}{R_1^2} = -2\pi R \dot{R} p,$$

где  $C = R_1^2 - R^2 = \text{const}$ .

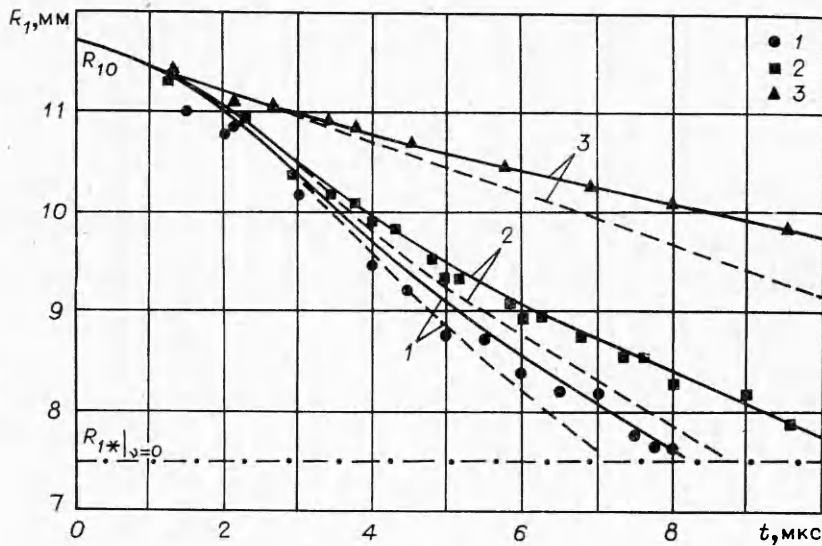
Дифференцируя первый член уравнения (1.9) по времени и используя соотношения (1.1), (1.2), окончательно получаем

$$(1.10) \quad \frac{d\dot{R}_1}{dt} = \frac{1}{R_1 \ln \frac{R_1}{R}} \left( \frac{C\dot{R}_1^2}{2R^2} - \frac{2\nu C\dot{R}_1}{R_1 R^2} - \frac{\rho_0 a_1^3}{5\rho_1 a_0} \right) - \frac{\dot{R}_1^2}{R_1},$$

где  $\nu = \mu/\rho_1$  — кинематическая вязкость. Соотношение (1.10) является граничным условием для области движущегося газа и выполняется на кривой  $R_1(t)$ .

Решение уравнений одномерного движения газа с цилиндрической симметрией (1.3) с начальными (1.5) и граничными (1.4'), (1.4''), (1.6), (1.10) условиями строилось численно видоизмененным методом характеристик, описанным в [1—3]. Совпадение расчетных кривых зависимости радиуса цилиндрической оболочки от времени с экспериментальными достигалось подбором величины кинематической вязкости материала оболочки. Для меди величина кинематической вязкости при этом оказалась равной  $\nu = 0,7 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/с, что меньше кинематической вязкости, приведенной в [6].

На фиг. 2 представлены расчетные зависимости радиуса схлопывающейся медной цилиндрической оболочки ( $R_0 = 9$  мм,  $R_{10} = 11,7$  мм,  $\rho_1 = 8,9$  г/см<sup>3</sup>) под действием слоя ВВ — сплава тротила с гексогеном ТГ 50/50 ( $\rho_{ВВ} = 1,65$  г/см<sup>3</sup>,  $D = 7,5$  км/с,  $a_0 = 4,5$  км/с). Сплошные кривые построены для вязкой оболочки с  $\nu = 0,7 \cdot 10^4$  см<sup>2</sup>/с, штриховые — для модели идеальной несжимаемой жидкости ( $\nu = 0$ ). Кривые 1 — 3 относятся к разным толщинам ВВ на внешней поверхности цилиндрической оболочки ( $\Delta_0 = 8,2; 5,9$  и  $2,4$  мм соответственно). Точками нанесены ре-



Ф и г. 2

зультаты экспериментов. Хорошее наложение экспериментальных точек на расчетные кривые для выбранного коэффициента кинематической вязкости в течение всего процесса схлопывания и значительное расхождение экспериментальных точек с моделью идеальной несжимаемой жидкости в конце процесса говорят в пользу модели вязкой несжимаемой жидкости.

2. Рассмотрим инерционное схлопывание вязкой цилиндрической оболочки, когда давление газа как на наружной, так и на внутренней поверхностях оболочки равно нулю, а  $R = R_0$ ,  $R_1 = R_{10}$ ,  $\dot{R} = \dot{R}_0$  при  $t = 0$ . В этом случае из уравнения (1.9) имеем

$$(2.1) \quad \frac{d}{dt} \left[ \pi \rho_1 (R \dot{R})^2 \ln \frac{R_1}{R} \right] = - \frac{4 \pi \rho_1 \nu C R^2}{R_1^2},$$

где  $E = \pi \rho_1 (R \dot{R})^2 \ln (R_1/R)$  — кинетическая энергия на единицу длины цилиндрической оболочки.

Интегрируя (2.1) при условии, что  $E = E_0$  при  $R = R_0$ , получаем

$$(2.2) \quad \sqrt{E} = \sqrt{E_0} - 4 \nu \sqrt{\pi \rho_1} \left( \sqrt{\ln \frac{R_1}{R}} - \sqrt{\ln \frac{R_{10}}{R_0}} \right).$$

Соотношение (2.2) указывает на то, что имеется  $R = R_* \neq 0$ , когда  $E = 0$ :

$$(2.3) \quad R_* = R_0 \sqrt{\frac{(R_{10}/R_0)^2 - 1}{(R_{10}/R_0)^m - 1}},$$

где  $m = 2 \left( 1 + \frac{R_0 |\dot{R}_0|}{4 \nu} \right)^2 = 2 \left( 1 + \frac{Re}{4} \right)^2$ . Радиус  $R_*$  остановки оболочки на некотором расстоянии от оси симметрии в общем случае при взрыве ВВ в контакте с оболочкой весьма мал из-за очень сильной зависимости от числа Рейнольдса, определенного в виде  $Re = R_0 |\dot{R}_0| / \nu$ . Действительно, для медной оболочки ( $\nu = 0,7 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ ) с внутренним радиусом 50 мм и толщиной 5 мм при начальной скорости схлопывания  $\dot{R}_0 = 1 \text{ км/с}$  радиус

остановки получается равным  $\sim 10^{-14}$  см. Ясно, что такую величину никакими инструментальными измерениями обнаружить невозможно. Но радиус остановки  $R_*$  может оказаться значительным для цилиндрических оболочек, у которых величина  $Re \rightarrow 0$ . Если теперь взять медную оболочку, имеющую ту же начальную скорость схлопывания 1 км/с, но толщиной 0,5 мм и  $R_0 = 5$  мм, то  $R_*$  окажется равным 1,23 мм и его можно зафиксировать при рентгеноимпульсной съемке.

Может показаться, что если в оболочке есть диссипативные силы, то эффект остановки можно получить и при действии, например, сил прочности материала оболочки. В работе [7] теоретически исследован случай инерционного схождения упругопластической цилиндрической оболочки к оси симметрии и найдена минимальная начальная скорость  $\dot{R}_{0*}$ , при которой оболочка захлопывается. Для медного цилиндра с  $R_0 = 9$  мм,  $R_{10} = 10$  мм, у которого предел текучести  $\sigma_s = 6,85 \cdot 10^8$  дин/см<sup>2</sup>, начальная скорость  $\dot{R}_{0*}$  оказывается равной 160 м/с. В случае взрывного обжатия медной оболочки при начальной скорости  $\dot{R}_0$  порядка 1 км/с и выше эффект остановки упругопластическая модель объяснить не в состоянии. Потеря же энергии на преодоление пластического сопротивления материала составляет всего 2,5% от начальной кинетической энергии оболочки при  $\dot{R}_0 = 1$  км/с.

Можно рассмотреть в аналогичной постановке инерционное схлопывание пустой сферической полости радиуса  $R_0$  в безграничной несжимаемой вязкой жидкости. В этом случае уравнение неразрывности имеет вид  $v = \dot{R}R^2/r^2$ , а компоненты тензора скоростей деформации  $D_{rr} = \partial v/\partial r$ ,  $D_{\theta\theta} = D_{\phi\phi} = v/r$ , остальные  $D_{ij} = 0$  и  $D_{ij}\sigma_{ji} = 2\mu D_{ij}D_{ij} = 12\mu\dot{R}^2R^4/r^6$ . Поэтому уравнение (1.7) можно записать в виде

$$(2.4) \quad dE/dt = -16\pi\mu\dot{R}^2R,$$

где  $E = 2\pi\rho_1R^3\dot{R}^2$  — полная кинетическая энергия. Исключая время и интегрируя (2.4) при очевидных начальных условиях, получаем

$$(2.5) \quad \sqrt{E} = \sqrt{E_0} - 8v\sqrt{2\pi\rho_1}(\sqrt{R_0} - \sqrt{R}).$$

В случае инерционного схождения к центру сферической полости в вязкой жидкости может произойти как схлопывание до нулевого радиуса, так и остановка полости на некотором расстоянии от центра. Это зависит от начальных условий. Найдем зависимость  $R(t)$  из соотношения (2.5) в квадратурах

$$(2.6) \quad t = \int_{R_0}^R \frac{R^{3/2}dR}{\sqrt{R_0}(R_0\dot{R}_0 + 8v) - 8v\sqrt{R}}.$$

Рассмотрим три случая: 1)  $R_0\dot{R}_0 + 8v = 0$ , т. е.  $Re = R_0\dot{R}_0/v = 8$ , тогда из (2.6) получаем  $R_0^2 - R^2 = 16vt$ , откуда следует, что полость схлопывается до нулевого радиуса за конечное время  $t_* = R_0^2/16v$  и при  $R \rightarrow 0$   $\dot{R} = -8v/R \rightarrow -\infty$ ,  $E = 128\pi\rho_1v^2R \rightarrow 0$ ; 2)  $R_0\dot{R}_0 + 8v > 0$ , т. е.  $Re < 8$ , тогда из (2.6) получаем, что при  $R \approx R_0$  знаменатель подынтегрального выражения меньше нуля, а при  $R \rightarrow 0$  больше; это означает, что при  $R_* = (1 - Re/8)^2R_0$  происходит остановка движущейся полости, причем  $E = 0$ , а время остановки равно бесконечности; 3)  $R_0\dot{R}_0 + 8v < 0$ , т. е.  $Re > 8$ ,

тогда знаменатель подынтегрального выражения (2.6) отрицателен в течение всего времени схождения полости, происходит схлопывание, причем при  $R \rightarrow 0$   $E = 2\pi\rho_1 v^2 (Re - 8)^2 R_0$ ,  $\dot{R} \sim R^{-3/2} \rightarrow -\infty$ , как в идеальной несжимаемой жидкости.

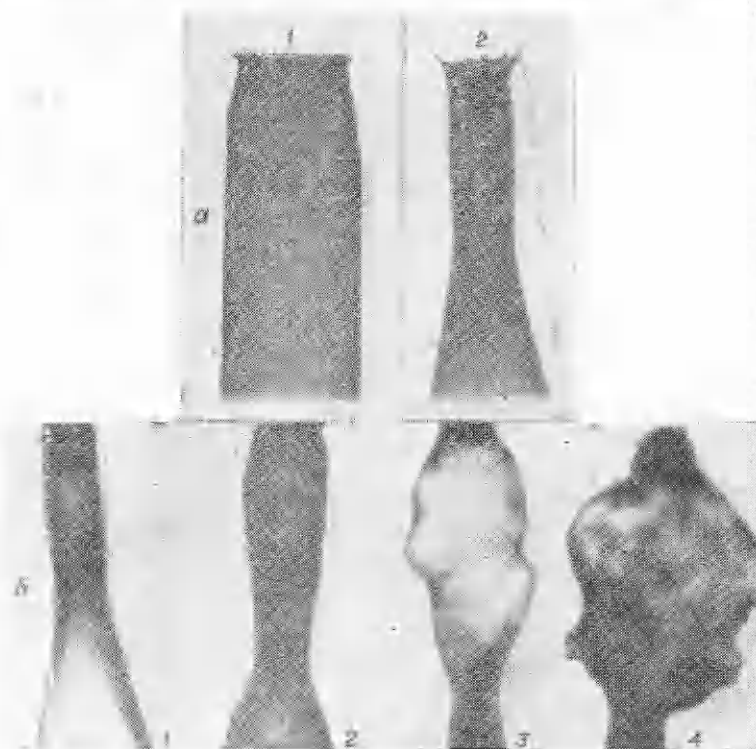
В несколько иной постановке задача о схлопывании сферического пузырька в вязкой жидкости рассмотрена в работе [8]. Здесь на бесконечности задается давление  $p_0$ , под действием которого и происходит захлопывание полости, т. е. в постановке, аналогичной задаче Рэлея о схлопывании сферической полости в идеальной несжимаемой жидкости. В работе [8] также получено, что характер движения зависит от значения числа Рейнольдса, определяемого теперь как  $Re = \frac{R_0}{v} \sqrt{\frac{p_0}{\rho_1}}$ . При  $Re > Re^*$ , где  $Re^*$  — некоторое критическое число, происходит захлопывание, а скорость границы полости  $\dot{R} \rightarrow -\infty$  при  $R \rightarrow 0$  по такому же закону, как и в задаче Рэлея. При  $Re < Re^*$  захлопывание пузырька происходит медленно за бесконечное время. В промежуточном случае при  $Re = Re^*$  пузырек захлопывается за конечное время, скорость  $\dot{R}$  при  $R \rightarrow 0$  неограниченно растет, но слабее, чем  $R^{-1}$ . Численное интегрирование уравнений в работе [8] дает для критического числа Рейнольдса значение  $Re^* = 8,4$ .

Итак, при инерционном движении цилиндрической оболочки вязкой жидкости в отличие от движения с центральной симметрией схлопывания до нулевого радиуса никогда не происходит. Из уравнения (1.9) также видно, что если давление продуктов детонации, действующее на внешнюю поверхность оболочки, падает до нуля за конечное время, то схлопывания оболочки не происходит — она останавливается, и внутренняя поверхность оболочки никогда не достигает оси. Таким образом, вязкость вещества реальных оболочек может являться основной причиной, полностью устраняющей кумуляцию в устройствах с цилиндрической симметрией. Этот факт необходимо учитывать в ряде физических устройств, использующих эффект схождения цилиндрических оболочек (например, МК-генераторы и т. д.).

Экспериментальная проверка остановки цилиндрической оболочки на некотором расстоянии от оси симметрии при взрывном обжатии проводилась на рентгеноимпульсной установке. В экспериментах использовались медные трубки, снаружи окруженные слоем ВВ (сплав ТГ 50/50). Детонационная волна скользит вдоль наружной поверхности оболочки. Из-за большой разницы в скоростях детонационной волны (7,5 км/с) и радиального схождения (0,5—1,5 км/с) процесс схлопывания трубки можно считать с хорошей точностью одномерным с цилиндрической симметрией. Использование скользящей детонационной волны позволяет на одном кадре зафиксировать различные временные фазы схлопывания цилиндрической оболочки.

Если перейти в систему координат, связанную с фронтом детонационной волны, то ясно, что более далекие от него сечения трубки будут находиться в более поздних фазах схлопывания, так как  $t = x/D$ , где  $x$  — расстояние от фронта детонационной волны до рассматриваемого сечения трубки;  $D$  — скорость детонационной волны. Применение этой методики позволило в экспериментах четко зафиксировать остановку внутренней поверхности оболочки на некотором расстоянии от оси симметрии.

На фиг. 3, а, б представлен процесс схлопывания медной трубки ( $R_0 = 9$  мм,  $R_{10} = 10$  мм) под воздействием слоя ВВ, фронт детонационной волны движется сверху вниз. Рентгенограммы процесса схлопывания трубки на фиг. 3, а отличаются от рентгенограммы фиг. 3, б тем, что в первом случае представлена более ранняя фаза схлопывания и с меньшей на-



Ф и г. 3

чальной скоростью ( $\dot{R}_0 \approx 1$  км/с), чем во втором ( $\dot{R}_0 \approx 1,6$  км/с). Времена отсчитываются с момента инициирования ВВ детонатором и составляют для первого и второго кадров фиг. 3, а 8,7 и 14,3 мкс соответственно, 13,4; 16,3; 23,2 и 33,5 мкс для последовательности кадров фиг. 3, б. На втором (фиг. 3, а) и первом (фиг. 3, б) кадрах видно, что трубка, достигнув не равного нулю минимального внутреннего радиуса в некотором сечении, затем расширяется. На последующих кадрах фиг. 3, б начинается разлет оболочки после фазы с минимальным радиусом, причем на более поздних кадрах разлет сопровождается разрушением, потерей сплошности и появлением неустойчивостей, искажающим осесимметричную форму разлетающейся оболочки.

Стремление получить радиус остановки  $R_*$  достаточно большим для большей точности измерения накладывает ограничение на число Рейнольдса  $Re = R_0 |\dot{R}_0| / \nu$ . Например, для оболочек, у которых  $R_{10} \approx 1,1 R_0$ , из соотношения (2.3) следует, что должно быть  $Re \leq 20$ , если нужно иметь радиус остановки внутренней поверхности порядка  $0,1 R_0$ . Из соотношения (2.3) и измерений на снимках (см. фиг. 3, а, б) начальной скорости  $\dot{R}_0$  и внутреннего радиуса остановки  $\tilde{R}_*$  можно определить вязкость металлов и других конденсированных веществ

$$v = \frac{R_0 |\dot{R}_0|}{4} \left[ \sqrt{\frac{\ln \left( \frac{R_{10}^2 - R_0^2}{R_*^2} + 1 \right)}{2 \ln \frac{R_{10}}{R_0}} - 1} \right]^{-1}$$



Для меди при скоростях деформаций  $\sim 10^5 \text{ с}^{-1}$  значение кинематического коэффициента вязкости получается равным  $(1,5-1,8)10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ , что превышает величину кинематической вязкости из решения задачи о взрывном обжатии цилиндрической оболочки. Причина такого расхождения, по-видимому, состоит в том, что к моменту остановки вся кинетическая энергия переходит в тепло. Особенно сильно нагреваются слои оболочки, прилегающие к внутренней поверхности. Испарение и разлет внутренних слоев к оси может начаться еще до остановки, и фиксируемый на рентгеновском снимке радиус остановки будет иметь завышенное значение. Внутренний канал зачастую оказывается размытым.

3. При схлопывании вязкой цилиндрической оболочки к оси в результате диссипации кинетической энергии происходит ее нагрев.

На фиг. 4 представлены зависимости, полученные из (2.2), безразмерных величин — скорости внутренней поверхности  $\dot{R}/\dot{R}_0$  и кинетической энергии  $E/E_0$  от безразмерного внутреннего радиуса  $R/R_0$  для медной оболочки, у которой  $R_0 = 9 \text{ мм}$ ,  $R_{10} = 11,7 \text{ мм}$ ,  $v = 0,7 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ . Кривые 3 соответствуют начальной скорости  $\dot{R}_0 = 1 \text{ км/с}$ , 2 —  $\dot{R}_0 = 2 \text{ км/с}$ , 1 —  $\dot{R}_0 = 3 \text{ км/с}$ . Из рассмотрения этих кривых следует, что доля кинетической энергии, перешедшей в тепло, вплоть до значений  $R/R_0 = 0,5-0,7$  мала, а скорость схождения почти не меняется и равна начальной. Значительное выделение тепла наблюдается перед фазой остановки оболочки, и в момент остановки вся кинетическая энергия переходит в тепло.

Оценим температуру и ее распределение по толщине оболочки в зависимости от времени. Будем опять рассматривать инерционное движение. Из соотношения (2.2) получаем уравнение движения для внутреннего радиуса  $R$  оболочки:

$$(3.1) \quad \dot{R} = \frac{R_0 \dot{R}_0 \sqrt{\ln \frac{R_{10}}{R_0}} + 4v \left( \sqrt{\ln \frac{R_1}{R}} - \sqrt{\ln \frac{R_{10}}{R_0}} \right)}{R \sqrt{\ln \frac{R_1}{R}}}$$

Мощность сил диссипации на единицу объема, согласно (1.8), есть

$$(3.2) \quad N = \frac{d\varepsilon'}{dt} = 4\mu \frac{R^2 \dot{R}^2}{r^4},$$

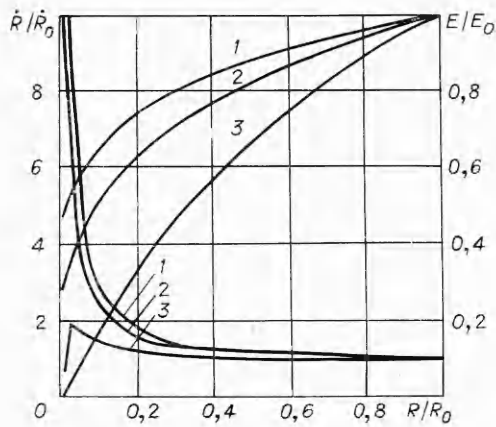
где  $r$  — независимая переменная ( $R \leq r \leq R_1$ );  $\varepsilon'$  — энергия диссипации на единицу объема. Будем следить за частицей, находящейся в толще цилиндрической оболочки и имеющей начальный радиус  $r_0$  ( $R_0 \leq r_0 \leq R_{10}$ ). Из закона сохранения массы (1.4') следует, что  $r^2(t) = R^2(t) + r_0^2 - R_0^2$ , и выражение (3.2) для движущейся частицы с начальной координатой  $r_0$  принимает вид

$$(3.3) \quad \frac{d\varepsilon'}{dt} = 4v \frac{R^2 \dot{R}^2}{(R^2 + r_0^2 - R_0^2)^2},$$

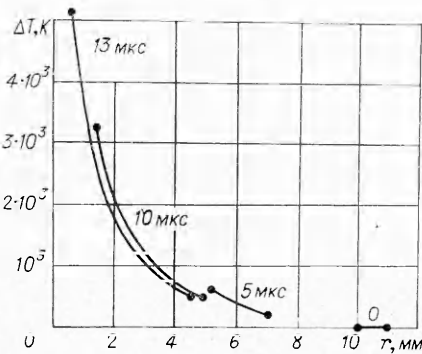
где  $\varepsilon$  — удельная энергия диссипации, переходящая в тепло, причем в уравнении (3.3)  $\varepsilon = 0$  при  $t = 0$ . Интегрируя совместно (3.1) и (3.3), найдем в адиабатическом приближении для частицы  $r_0$  приращение температуры

$$\Delta T = \frac{4v}{c} \int_0^t \frac{R^2 \dot{R}^2 dt}{(R^2 + r_0^2 - R_0^2)^2},$$

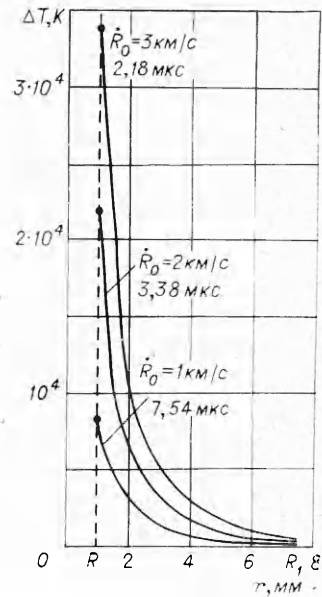
где  $c$  — удельная теплоемкость материала оболочки.



Ф и г. 4



Ф и г. 5



Ф и г. 6

Для численного счета оболочка по толщине разбивалась на 10 равных интервалов в начальный момент времени. Таким образом, расчет проводился для 11 точек, 2 из которых принадлежат внутренней и наружной поверхностям оболочки. Расчеты распределения температур в оболочке (без учета фазовых переходов) проводились для меди, причем  $\nu = 0,7 \cdot 10^4 \text{ см}^2/\text{с}$ ,  $c = 3,82 \cdot 10^6 \text{ эрг}/(\text{г} \cdot \text{град})$ .

На фиг. 5 представлены результаты расчета распределения температуры в медной оболочке по ее толщине в различные моменты времени. При этом начальные параметры оболочки таковы:  $R_0 = 10 \text{ мм}$ ,  $R_{10} = 11 \text{ мм}$ ,  $\dot{R}_0 = 1 \text{ км/с}$ .

На фиг. 6 дано распределение температур по толщине медной оболочки ( $R_0 = 9 \text{ мм}$ ,  $R_{10} = 11,7 \text{ мм}$ ) в момент достижения внутренней поверхностью оболочки радиуса 1 мм; кривые относятся к разным начальным скоростям оболочки и к разным моментам времени. Полученные значения температур довольно велики, а в используемой здесь модели вязкой жидкости температура внутренней поверхности и прилегающих к ней слоев оболочки к моменту остановки будет еще выше. Если сравнить фиг. 4 и 6 (обе для оболочки с  $R_0 = 9 \text{ мм}$ ,  $R_{10} = 11,7 \text{ мм}$ ), то к моменту достижения внутренней поверхности оболочки радиуса 1 мм у «быстрой» оболочки остается свыше 60% кинетической энергии, 50 и около 20% — у двух остальных.

Расчет температуры внутренней поверхности «медленной» оболочки  $\dot{R}_0 = 1 \text{ км/с}$ , проведенный до радиуса  $R = 0,0715 \text{ мм}$ , почти равного радиусу остановки  $\dot{R}_* = 0,0708 \text{ мм}$ , показывает, что температура поднимается до  $13,4 \cdot 10^4 \text{ К}$  в момент времени  $t = 8,16 \text{ мкс}$ , а скорость внутренней

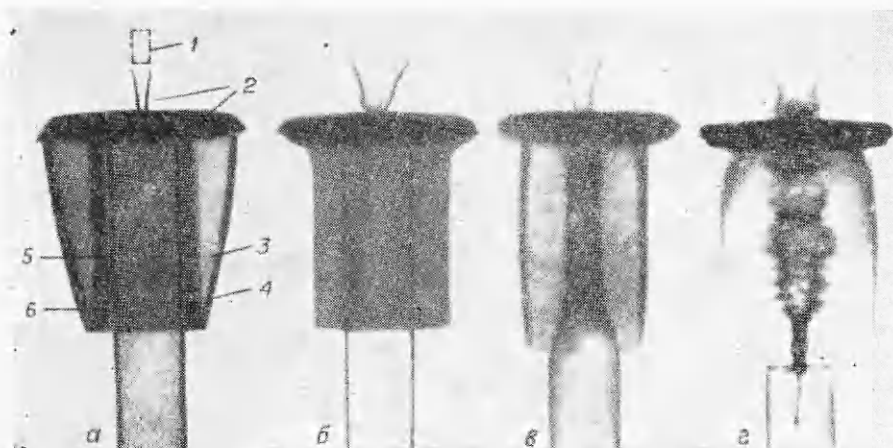
поверхности в этот момент равна 40 м/с. Температура в несколько десятков тысяч градусов, например, достигается в конденсированных средах при прохождении только очень сильных ударных волн. При ударном сжатии свинца в 2,2 раза вещество за фронтом нагревается до температуры 26400 К [5], при этом давление за фронтом ударной волны свыше  $4 \cdot 10^3$  кбар, а тепловое давление составляет 32% от полного.

Представим себе порядок величины теплового давления, если нагрев медной оболочки происходит при постоянном объеме, что справедливо, так как нагрев на  $\Delta T = 3,4 \cdot 10^4$  К происходит за время значительно меньше 2 мкс (см. фиг. 6). Воспользуемся соотношением, связывающим величину теплового давления с тепловой энергией:

$$p_T = \Gamma(v)\varepsilon_T/v = \Gamma(v)c_V T/v \approx \Gamma(v_1)c_V T/v_1,$$

где  $\Gamma$  — коэффициент Грюнайзена;  $c_V$  — удельная теплоемкость при постоянном объеме;  $v_1 = 1/\rho_1$  — удельный объем при нормальных условиях. Для меди при  $T = 3,4 \cdot 10^4$  К величина давления оказывается свыше  $3 \cdot 10^3$  кбар. Столь высокие давления порождают в материале оболочки ударную волну, распространяющуюся к периферийным слоям и заставляющую оболочку расхлопываться. Конечно, рассматриваемая модель не может учесть всех сложностей процесса схождения реальных металлических оболочек к оси, но ряд физических эффектов, описанных выше, она качественно объясняет.

Процесс одномерного схождения оболочек с цилиндрической симметрией экспериментально реализован в устройстве, приведенном на фиг. 7, а. Исследуемая цилиндрическая оболочка 6 ( $R_{10} = 10,5$  мм), окруженная слоем 5 взрывчатого вещества ТГ 50/50 толщиной 5 мм, заключалась в конический дюралюминиевый генератор 4, который возбуждал цилиндрическую детонационную волну одновременно по всей поверхности ВВ 5 на длине 60 мм. Иницирование слоя ВВ 3, ускоряющего генератор, производится детонатором 1. Разводка ВВ от детонатора к слою ВВ 3 производится посредством слоя ВВ, окружающего инертную вставку 2 из пластмассового конуса и стального диска в основании конуса. На фиг. 7 приведен процесс схлопывания и разлета медной трубки ( $R_0 = 10$  мм). Начальная скорость порядка 1,7—2 км/с. Времена отсчитываются от момента иницирования и составляют для последовательности приведенных кадров 13; 19; 21 и 27 мкс.



Ф и г. 7



Фиг. 8

На фиг. 8 приведена фотография разлета более толстой железной трубки ( $R_0 = 9,5$  мм) через 27 мкс после иницирования устройства, приведенного на фиг. 7, а. Медная более тонкая трубка к этому моменту диспергирует на слои, перпендикулярные оси симметрии. Куполообразное образование на фиг. 8 появилось из-за дополнительного металлического кольца, вставленного в нижнюю часть трубки для полной гарантии свободного истечения воздуха из внутренней полости в процессе захлопывания оболочки. На обеих фотографиях (см. фиг. 7, 8) отмечается потеря устойчивости первоначальной формы цилиндрической оболочки в фазе расхлопывания. Можно предположить, что потеря устойчивости формы оболочки обусловлена быстрым нагревом металла при постоянном объеме еще в фазе схлопывания, в результате чего появляются осевые силы, превышающие критическую эйлерову силу. Тогда форма оболочки определяется динамической потерей устойчи-

вости, впервые проанализированной в работе [9] для упругих стержней и оболочек.

Из-за разгрузки с торцевой поверхности ВВ 5, ускоряющего исследуемую оболочку, на некотором участке процесс схлопывания трубки далек от одномерного с цилиндрической симметрией. Нижняя часть трубки фиг. 7, в и верхние фиг. 3, а, б схлопываются под некоторым переменным углом к оси симметрии. При этом могут реализоваться условия соударения элементов оболочки, которые приводят к образованию кумулятивных струй. Заметим, что модель идеальной несжимаемой жидкости всегда предсказывает образование компактных кумулятивных струй, в то время как известно, что струи образуются при определенных условиях соударения. Для выявления критерия струеобразования необходимо рассмотреть сжимаемость материала оболочки. Влияние сжимаемости на образование струи рассмотрено в работе [10]. Для косоугольного соударения двух пластин в системе координат, связанной с линией соударения пластин, картина течения представляет собой симметричное соударение двух струй под углом  $2\beta$ . Из газодинамики известно, что для потока, ударяющего в стенку под углом  $\beta$ , имеется максимальный угол  $\beta_{\max}$ , при превышении которого присоединенная ударная волна существовать не может.

Таким образом, течение без кумулятивной струи возможно лишь в случае, когда в точке соударения находится присоединенная ударная волна. В случае отошедшей ударной волны всегда образуется кумулятивная струя. Значит, если скорость набегающего потока дозвуковая, то струя всегда образуется, а если сверхзвуковая, то струя образуется при  $\beta > \beta_{\max}$  и отсутствует при  $\beta < \beta_{\max}$ . В работе [11] этот критерий уточнен и дополнен. Показано, что он применим не только к соударяющимся пластинам, но и к коническим оболочкам. Кроме того, экспериментально и численными расчетами установлено, что при дозвуковой скорости набегающего потока образующиеся струи монолитны, а для сверхзвуковой при

$\beta > \beta_{\max}$  некомпактны и распадаются на отдельные мелкие частицы. Можно обобщить критерий струеобразования, если перейти в лабораторную систему координат. В общем случае, если фазовая скорость точки соударения элементов оболочки на оси симметрии меньше местной скорости звука в окрестности точки соударения (и возмущения могут уходить вперед по оболочке), то соударение происходит с образованием струи. В противном случае струеобразование не происходит. Этот критерий справедлив как для плоского, так и для осесимметричного случаев соударения.

Можно видеть, что при одномерном схлопывании цилиндрических оболочек (реализовано в устройстве фиг. 7) скорость точки соударения элементов оболочки вдоль оси симметрии равна бесконечности и никаких кумулятивных струй из этой части цилиндрической оболочки образовываться не должно. Тем не менее в работе [12] приведены результаты по получению кумулятивных струй сверхвысокой скорости (до 90 км/с) из цилиндрических оболочек. Достигнутые максимальные скорости зависят от материала оболочки и диаметров оболочки и заряда. Кроме того, наблюдалось образование двух струй: высокоскоростной и основной. Плотность высокоскоростной струи оказывается порядка  $10^{-4}$  —  $10^{-3}$  г/см<sup>3</sup> [12, 13]. Газообразная природа материала высокоскоростной струи наводит на мысль о том, что испарение вещества происходит в результате сильного нагревания оболочки в процессе схлопывания. Испарившийся материал внутренних слоев оболочки свободно вытекает вдоль оси симметрии еще до полного схлопывания и образует высокоскоростную струю. Основная струя, по-видимому, получается из-за краевого эффекта (см. фиг. 7, *в*) при сверхзвуковой скорости набегающего потока при  $\beta > \beta_{\max}$ . Она представляет собой поток мельчайших частиц металла [12, 13], что хорошо согласуется с уточненным критерием струеобразования [11]. Из самых нижних элементов трубки (см. фиг. 7, *г*) образуется третья струя с плотностью, равной плотности вещества, способная производить поражение преграды. Она образуется при дозвуковой скорости набегающего потока [10]. Измеренная скорость головных элементов этой струи оказывается равной 9,7 км/с (см. фиг. 7, *г*).

В работах [13, 14] сделана попытка рассмотреть высокоскоростную и основную кумулятивные струи как истечение сильно сжатого металла в вакуум.

Поступила 13 V 1977

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Кинеловский С. А., Матюшкин Н. И., Тришин Ю. А. Схождение несжимаемого кольца к центру под действием продуктов взрыва. — В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 5. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1970.
2. Кинеловский С. А., Матюшкин Н. И., Тришин Ю. А. О движении цилиндрического поршня к центру. — В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 5. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1971.
3. Кинеловский С. А., Матюшкин Н. И., Тришин Ю. А. Движение цилиндрического поршня, окруженного слоем расширяющегося газа. — В кн.: Динамика сплошной среды. Вып. 7. Новосибирск, изд. Ин-та гидродинамики СО АН СССР, 1971.
4. Баум Ф. А., Станюкович К. П., Шехтер Б. И. Физика взрыва. М., Физматгиз, 1959.
5. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М., «Наука», 1966.
6. Дерибас А. А. Физика упрочнения и сварки взрывом. Новосибирск, «Наука», 1972.
7. Ильюшин А. А., Огибалов П. М. Упругопластические деформации полых цилиндров. М., изд. Моск. ун-та, 1960.
8. Забабахин Е. И. Явления неограниченной кумуляции. Механика в СССР за 50 лет. Т. 2. М., «Наука», 1970.

9. Лаврентьев М. А., Ишлинский А. Ю. Динамические формы потери устойчивости упругих систем.— «Докл. АН СССР», 1949, т. 65, № 6.
10. Walsh J., Shreffler R., Willig F. Limiting conditions for jet formation in high velocity collisions.— «J. Appl. Phys.», 1953, vol. 24, N 3. Рус. пер. Предельные условия для образования струй при соударениях на высоких скоростях.— Сб. Механика. Вып. 2(24), 1954.
11. Chou P., Carleone J., Karpp R. Criteria for jet formation from impinging shells and plates.— «J. Appl. Phys.», 1976, vol. 47, N 7.
12. Koski W., Lucy F., Shreffler R., Willig F. Fast jets from collapsing cylinders.— «J. Appl. Phys.», 1952, vol. 23, N 12.
13. Новиков Н. П. О высокоскоростных кумулятивных струях.— ПМТФ, 1962, № 6.
14. Новиков Н. П. О некоторых свойствах высокоскоростных кумулятивных струй.— ПМТФ, 1963, № 1.

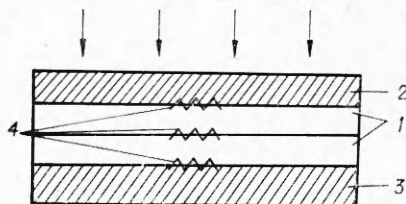
УДК 532.593

### ИССЛЕДОВАНИЕ СТРУКТУРЫ УДАРНЫХ ВОЛН В НИТРИДЕ БОРА И ГРАФИТЕ В ОБЛАСТИ ПОЛИМОРФНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ

А. В. Ананьин, А. Н. Дремин, Г. И. Канель, С. В. Першин

(Черноголовка)

Исследования ударной сжимаемости и продуктов ударного сжатия графитоподобного нитрида бора [1—4] и графита [5—8] показали, что эти вещества претерпевают в ударной волне превращения в плотноупакованные модификации с тетраэдрической координацией атомов. Цель данной работы — выявить возможности исследования кинетики этих превращений. Если характерное время релаксационного процесса сравнимо с временем нагружения образца, то кинетику процесса можно определить путем анализа серий профилей давления  $p(t)$  или массовой скорости внутри образца при его ударном сжатии [9]. Схема опытов регистрации эволюции импульса давления в нитриде бора и графите в условиях однократного и ступенчатого ударного сжатия приведена на фиг. 1. В направлении, указанном стрелками, в образец 1 через алюминиевый или плексигласовый экран 2 проходила ударная волна с первоначально прямоугольным профилем давления. Ступенчатое сжатие образца осуществлялось проходящей и затем отраженной от медной или алюминиевой преграды 3 ударными волнами. Для регистрации профилей давления использовались манганиновые датчики [10] 4, установленные на границах раздела экран — образец, образец — преграда, а также в среднем сечении образца. Образцы имели диаметр 120 мм и общую толщину 5—15 мм. Плотность образцов нитрида бора варьировалась от 1,57 до 1,80 г/см<sup>3</sup>, графита — от 1,80 до 1,97 г/см<sup>3</sup>. Датчики изготавливались травлением из манганиновой фольги толщиной 30 мкм и имели площадь  $\sim 7 \times 7$  мм<sup>2</sup> и сопротивление 2,5—3,5 Ом. От поверхностей образца, экрана и преграды датчики отделялись изолирующими фторопластовыми прокладками. Общая толщина датчика с изоляцией не превышала 0,17 мм. Нагружение образцов



Ф и г. 1

Датчики изготавливались травлением из манганиновой фольги толщиной 30 мкм и имели площадь  $\sim 7 \times 7$  мм<sup>2</sup> и сопротивление 2,5—3,5 Ом. От поверхностей образца, экрана и преграды датчики отделялись изолирующими фторопластовыми прокладками. Общая толщина датчика с изоляцией не превышала 0,17 мм. Нагружение образцов