

имел место фазовый переход жидкого олова в твердую фазу и обратно при нагружении его до 10 ГПа при начальных температурах $<400^{\circ}\text{C}$.

Поступила 4 VI 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Кормер С. Б., Фунтиков А. И. и др. Динамическое сжатие пористых металлов и уравнение состояния с переменной теплоемкостью при высоких температурах.— ЖЭТФ, 1962, т. 42, вып. 3.
2. Урлин В. Д., Иванов А. А. О плавлении при сжатии ударной волной.— ДАН СССР, 1963, т. 149, № 6.
3. Урлин В. Д. Плавление при сверхвысоких давлениях, полученных в ударной волне.— ЖЭТФ, 1965, т. 49, вып. 2(8).
4. Альтшулер Л. В., Бушман А. В. и др. Изэнтропы разгрузки и уравнение состояния металлов при высоких плотностях энергии.— ЖЭТФ, 1980, т. 78, вып. 2.
5. Альтшулер Л. В., Баканова А. А., Трунин Р. Ф. Ударные адиабаты и нулевые изотермы семи металлов при высоких давлениях.— ЖЭТФ, 1962, т. 42, вып. 1.
6. Mc Queen R. G., Marsh S. P. Equation of state for nineteen metallic elements from shock-wave measurement to two megabars.— J. Appl. Phys., 1960, vol. 31, N 7.
7. Кормер С. Б., Сеницын М. В. и др. Исследование сжимаемости пяти ионных соединений до давлений 5 Мбар.— ЖЭТФ, 1964, т. 47, вып. 4(10).
8. Van Thiel M., Kusubov A. S., Mitchell A. C., Davis V. W. Compendium of shock wave data. Lawrence Radiation Laboratory, University of California, Livermore, UCRL-50108, 1966.
9. Walsh J. M. and Rice M. H. Dynamic compression of liquids from measurements on strong shock waves.— J. Chem. Phys., 1957, vol. 26, N 4.
10. Альтшулер Л. В., Кормер С. Б. и др. Уравнение состояния алюминия, меди и свинца для области высоких давлений.— ЖЭТФ, 1960, т. 38, вып. 3.
11. Дудолодов И. П., Ракитин В. И. и др. Ударная сжимаемость полистирола с различной начальной плотностью.— ПМТФ, 1969, № 4.
12. Круглов Л. Д. Скорость звука, сжимаемость и параметр Грюнайзена расплавов Al, Mg, Zn, Sn, Sb и Cd.— ЖФХ, 1976, т. L, № 10.
13. Гитис Б. М., Михайлов И. Г. Скорость звука и сжимаемость некоторых жидких металлов.— Акуст. журн., 1965, т. XI, вып. 4.
14. Babb S. E., Jr. Parameters in the Simon equation relating pressure and melting temperature.— Rev. Modern Phys., 1963, vol. 35, N 2.
15. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений. М.: Наука, 1966.
16. Katz S., Doran D. G., Curran D. R. Hugoniot equation of state of aluminum and steel from oblique shock measurement.— J. Appl. Phys., 1959, vol. 30, N 4.
17. Mitchell A. C. and van Thiel M. Effect of temperature on shock-wave propagation in Cu—Zn alloys.— J. Appl. Phys., 1974, vol 45, N 9.
18. Пустыльник Е. И. Статистические методы анализа и обработки наблюдений. М.: Наука, 1968.
19. Кормер С. Б., Сеницын М. В. и др. Экспериментальное определение температур ударно-сжатых NaCl и KCl и их кривых плавления до давлений 700 кбар.— ЖЭТФ, 1965, т. 48, вып. 4.
20. Фунтиков А. И. Метод изучения фазовых превращений при высоких давлениях с помощью ударного сжатия пористых веществ.— ФГВ, 1969, т. 5, № 4.
21. Крунников К. К., Бражник М. И., Крунникова В. П. Ударное сжатие пористого вольфрама.— ЖЭТФ, 1962, т. 42, вып. 3.
22. Анисичкин В. Ф. Обобщенные ударные адиабаты элементов.— ПМТФ, 1978, № 3.

УДК 532.593

СОПРОТИВЛЕНИЕ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ АЛЮМИНИЯ АД-1 И ДЮРАЛЮМИНИЯ Д-16 В УСЛОВИЯХ УДАРНОГО СЖАТИЯ

А. Н. Дремин, Г. И. Канель, О. Б. Черникова
(Черноголовка)

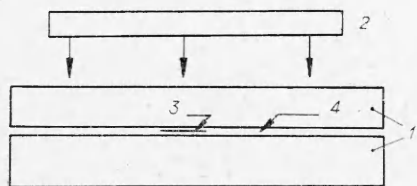
Известно, что прочностные свойства материала довольно существенно влияют на характер эволюции и скорость затухания в нем ударных волн амплитудой в десятки гигапаскалей [1—3]. Регистрация эволюции одномерного импульса

сжатия позволяет определить траектории изменения состояния фиксированных частиц образца в координатах: напряжение в направлении сжатия σ_x — удельный объем V [4]. Тогда по расхождению между траекторией изменения состояния и кривой всестороннего сжатия $p(V)$ (например, равновесной изэнтропой), учитывая одномерность общей деформации, можно найти закон изменения сдвиговых напряжений в процессе деформирования и тем самым определить сопротивление деформированию на различных стадиях прохождения импульса сжатия через контролируемую частицу образца. В данной работе проведены такие измерения для технического алюминия АД-1 с плотностью $2,71 \text{ г/см}^3$ и дюралюминия Д-16 с плотностью $2,78 \text{ г/см}^3$ для двух амплитуд импульса сжатия.

Схема опытов показана на фиг. 1. Одномерный импульс сжатия первоначально прямоугольной формы генерируется в образце 1 ударом алюминиевой пластины (ударника) 2, разогнанной с использованием взрывного устройства. Проведены две серии опытов, в первой из которых толщина ударника $\delta = 5 \text{ мм}$, а его скорость $W = 595 \pm 10 \text{ м/с}$, во второй $\delta = 4 \text{ мм}$, $W = 1505 \pm 20 \text{ м/с}$. Диаметр плоского участка ударника в момент соударения составлял $55\text{--}65 \text{ мм}$. Регистрация импульса сжатия осуществлялась с использованием манганиновых датчиков давления 3, располагаемых в образцах на расстоянии $4\text{--}15 \text{ мм}$ от поверхности соударения. Пластины образцов изготавливались из круглой заготовки диаметром 120 мм в состоянии поставки. Датчики имели площадь $\sim 5 \times 5 \text{ мм}^2$, толщину $0,03 \text{ мм}$, начальное сопротивление $\sim 3,5 \text{ Ом}$ и отделялись от поверхности образца изолирующими лавсановыми пленками 4 толщиной по $0,02 \text{ мм}$ (в первой серии) или по $0,04 \text{ мм}$ (во второй серии опытов) с каждой стороны. В процессе многократных отражений давление в малопрочной изоляции устанавливается равным нормальному напряжению в направлении сжатия σ_x . Здесь и далее будем принимать сжимающее напряжение положительным. На фиг. 2 приведены полученные из обработки экспериментальных данных профили напряжения $\sigma_x(t)$ для алюминия; профили $\sigma_x(t)$ для дюралюминия отличаются незначительно. Цифрами у кривых показано расстояние от поверхности соударения до датчика в миллиметрах. Каждая кривая получена усреднением результатов, по крайней мере, двух измерений, причем при обработке учитывался гистерезис показаний манганиновых датчиков давления [5]. По условиям опытов тыльная поверхность ударника во второй серии находилась в контакте с парафином, поэтому в этих опытах разгрузка прослежена не полностью.

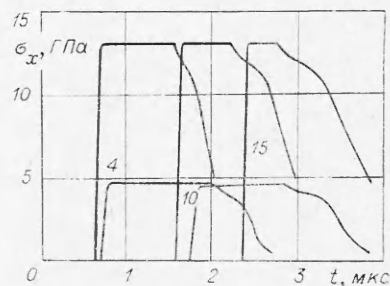
На профилях давления довольно четко выделяется упругая часть волны разрежения. Переход от упругой к пластической волне носит плавный, размытый характер. В опытах первой серии фиксируется затянутый «хвост» волны разрежения. Упругий предвестник сжатия ни в случае алюминия, ни в случае дюралюминия манганиновыми датчиками четко не фиксируется. Характерное время нарастания для фронта ударной волны на осциллограммах первой серии опытов составляет $\sim 0,08\text{--}0,11 \text{ мкс}$, для второй серии $\sim 0,05\text{--}0,08 \text{ мкс}$.

Очевидно, что, поскольку для регистрации в образец вводится про-



Ф и г. 1

Ф и г. 2



слойка материала с меньшей динамической жесткостью, измерения сопряжены с некоторой инерционностью, и поэтому профили $\sigma_x(t)$ регистрируются несколько искаженными. Для оценки влияния вносимых изоляцией датчиков искажений регистрируемого профиля $\sigma_x(t)$ в образце проведено численное моделирование процесса соударения двух пластин из упругопластического материала (алюминия), причем одна из пластин (образец) содержала две прослойки жидкоподобного материала. Сквозным методом с использованием «шахматной» расчетной сетки и квадратичной псевдовязкости [6] решалась система газодинамических уравнений, включающая в себя уравнение движения, уравнение непрерывности и уравнение состояния. Для шаровых компонент тензоров напряжения и деформации уравнение состояния задавалось в виде

$$(1) \quad p(V) = \left\{ \exp \left(4b \frac{V_0 - V}{V_0} \right) - 1 \right\} \rho_0 c_0^2 / 4b,$$

где p — давление; V_0, V — начальный и текущий удельные объемы; $\rho_0 = 1/V_0$ — начальная плотность; c_0, b — коэффициенты в линейном соотношении между скоростью ударной волны D и скачком массовой скорости в волне $u(D = c_0 + bu)$. Уравнение (1) получено интегрированием выражения для скорости звука [7] в предположении совпадения в координатах $p-u$ ударной адиабаты и изэнтропы разгрузки в одномерной простой волне. Величины c_0, b и ρ_0 приняты равными $5,34 \cdot 10^5$ см/с, 1,36 и $2,71$ г/см³ соответственно. Так как скачок давления в ударной волне и, следовательно, необратимый разогрев материала для рассматриваемого случая были сравнительно небольшими, уравнение сохранения энергии в расчет не принималось и температуры не рассчитывались.

Девятичная компонента тензора напряжения для рассматриваемого случая одномерной деформации характеризуется напряжениями [1]

$$\sigma_x - p = \frac{2}{3} \sigma_{xy}, \quad \sigma_y - p = \sigma_z - p = -\frac{2}{3} \sigma_{xy}, \quad \sigma_{xy} = \sigma_{xz}, \quad \sigma_{yz} = 0.$$

Связь между приращениями сдвигового напряжения $d\sigma_{xy}$ и максимальной сдвиговой деформации $d\varepsilon_{xy}$ задается в виде

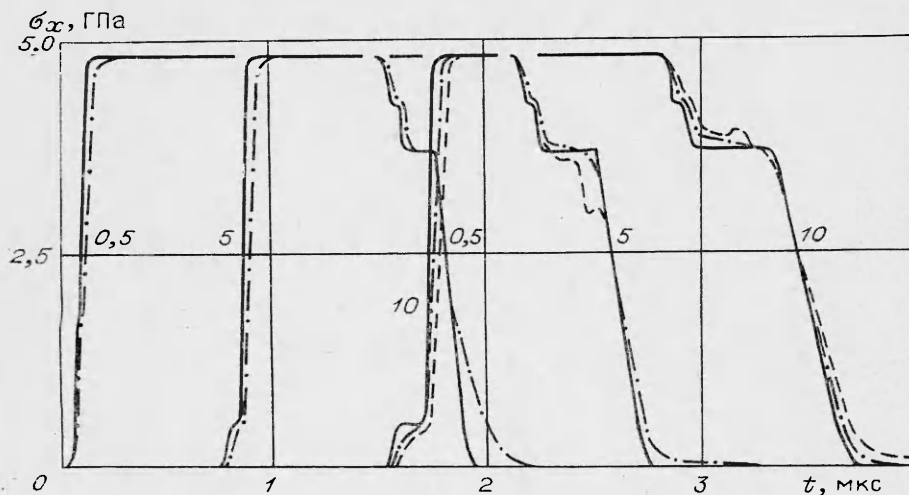
$$d\sigma_{xy} = \begin{cases} G d\varepsilon_{xy}, & \text{если } |\sigma_{xy}| < \sigma_T/2, \\ 0, & \text{если } |\sigma_{xy}| = \sigma_T/2, \end{cases}$$

$$d\varepsilon_{xy} = d\varepsilon_x - d\varepsilon_y = -dV/V,$$

где G — модуль сдвига; σ_T — предел текучести для случая однооснапряженного состояния; $\varepsilon_x, \varepsilon_y$ — полные деформации в продольном и поперечном направлениях, причем $d\varepsilon_x = -dV/V, d\varepsilon_y = 0$. Зависимость модуля сдвига алюминия от давления бралась из [7], зависимость предела текучести от давления задавалась произвольно в виде

$$\sigma_T = 2 \cdot 10^9 \frac{\text{мм}}{\text{см}^2} + 0,01p.$$

Результаты расчетов профилей $\sigma_x(t)$ в образце без прослоек, а также профили давления на срединных сечениях прослоек из фторопласта толщиной 0,1 мм (здесь координаты контролируемых сечений сохраняются одними и теми же) приведены на фиг. 3. Сплошными линиями показаны профили $\sigma_x(t)$ в образце без прослоек, штрихпунктирными — профили давления в центре прослойки в случае образца с одной прослойкой, штриховыми — то же в случае образца с двумя прослойками (одновременная регистрация двумя датчиками, расположенными на разных координатах). Числа показывают расстояние в миллиметрах от поверхности соударения. Шаг счета по пространству составлял 0,025 мм, по времени — 0,5 нс.



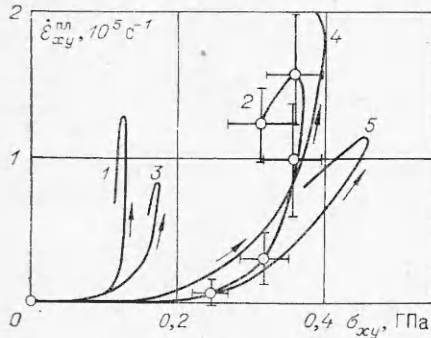
Ф и г. 3

Результаты расчетов показывают, что введение изолирующих прослоек в образец действительно приводит к искажению регистрируемых профилей напряжения, тем больше, чем больше различаются динамические жесткости материалов образца и изолирующих прокладок. В случае двух датчиков наблюдается накопление искажений на профиле $p(t)$ во второй прокладке; на профиль $p(t)$ для первой прослойки накладывается короткий импульс разрежения, появляющийся в результате отражения ударной волны в образце от второй прослойки. В случае одного датчика (образец с одной прослойкой) искажения носят систематический характер — запаздывание профиля $p(t)$ в центре прослойки относительно профиля $\sigma_x(t)$ на той же координате в образце без прослоек практически не зависит от пройденного волной расстояния. В случае размещения прослойки в образце непосредственно вблизи (0,5 мм) поверхности соударения наблюдается аномальное искажение «хвостовой» части волны разрежения, что является результатом наложения отраженного от тыльной поверхности ударника импульса разрежения, появляющегося при прохождении ударной волны через прослойку. При большем расстоянии между прослойкой и поверхностью соударения этот накладывающийся импульс смещается относительно основного импульса с увеличением времени запаздывания.

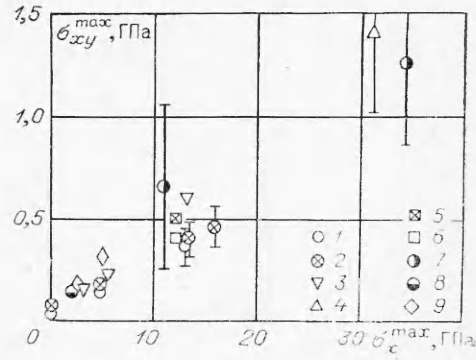
Таким образом, результаты модельных расчетов показывают, что при регистрации на достаточном удалении от поверхности соударения профилями $\sigma_x(t)$ одним датчиком (или несколькими датчиками, но расположенными в одном сечении образца) искажения, вносимые реально используемой изоляцией, незначительны и имеют систематический характер. Это позволяет использовать для построения траекторий изменения состояния приближение простой волны, согласно которому изменение объема dV рассчитывается как

$$(2) \quad dV = d\sigma_x / \rho_0^2 a^2 (\sigma_x),$$

где a — скорость распространения данного элемента волны в лагранжевых координатах, т. е. в системе координат, связанной с образцом. Многочисленными экспериментами [2, 3, 8—10] показано, что в условиях ударно-волнового нагружения определяющими являются вязкоупругие свойства среды. Поэтому в данной работе искалась связь между сопротивлением деформированию и скоростью пластической деформации. С этой



Ф и г. 4



Ф и г. 5

целью общая сдвиговая деформация ϵ_{xy} разделялась на упругую и пластическую компоненты; тогда скорость пластической деформации сдвига

$$(3) \quad \dot{\epsilon}_{xy}^{пл} = \dot{\epsilon}_{xy} - \dot{\epsilon}_{xy}^{упр} = -\frac{\dot{V}}{V} - \frac{\dot{\sigma}_{xy}}{G};$$

$$(4) \quad \dot{\sigma}_{xy} = \frac{3}{4} \dot{\sigma}_x (1 - a_V^2/a^2),$$

где a_V — объемная скорость звука в лагранжевых координатах, определяемая из (1).

Величина максимального сдвигового напряжения σ_{xy} определялась интегрированием уравнения (4). Подобный расчет проведен только для волны разрежения, причем за начальное состояние для траектории изменения состояния (2) и кривой всестороннего сжатия (1) взята точка на ударной адиабате при $\sigma_{xy} = 0$.

Полученные в результате обработки экспериментальных данных зависимости $\dot{\epsilon}_{xy}^{пл}(\sigma_{xy})$ для алюминия (кривые 1, 2) и дюралюминия (кривые 3, 4) приведены на фиг. 4 (кривая 5 построена по результатам измерений [8]). Максимальное напряжение σ_x в импульсе сжатия составляло в первой серии опытов (кривые 1, 3) 4,7—4,8 ГПа, во второй (кривые 2, 4)—13,1—13,4 ГПа. Кривая 5 построена по результатам опытов с ударной волной амплитудой 16,0 ГПа. Все графики построены для разгрузки до 20—30% амплитудного значения σ_x . На кривой 2 показана оцененная по разбросу экспериментальных данных погрешность построения графиков $\dot{\epsilon}_{xy}^{пл}(\sigma_{xy})$.

Приведенные на фиг. 4 графики наглядно демонстрируют зависимость сопротивления пластической деформации от амплитуды импульса сжатия. Судя по виду кривых $\dot{\epsilon}_{xy}^{пл}(\sigma_{xy})$, изменение величины сдвигового напряжения в волне разрежения обратимо лишь частично, что говорит о существенном вкладе упрочнения в зависимость сопротивления пластической деформации от амплитуды импульса сжатия. Сопоставление результатов для алюминия АД-1 и дюралюминия Д-16 показывает, что различие в прочностных свойствах этих материалов, ощутимое при малых амплитудах, с ростом интенсивности импульса сжатия практически нивелируется.

Из фиг. 4 видно, что зависимости $\dot{\epsilon}_{xy}^{пл}(\sigma_{xy})$ существенно нелинейны, причем эта нелинейность наиболее сильна для случая импульса сжатия малой интенсивности в алюминии (кривая 1). Судя по характеру регистрируемых профилей $\sigma_x(t)$ и зависимости $\dot{\epsilon}_{xy}^{пл}(\sigma_{xy})$, поведение алюминиевых сплавов в ударной волне могло бы быть описано моделью идеального

упругопластического тела с пределом текучести, зависящим от действующего давления. Однако такое описание противоречит результатам регистрации эволюции волн при ступенчатом нагружении алюминиевых сплавов [8, 9], из которых следует, что при «дожимании» ударно-сжатого материала второй волной он ведет себя почти так же, как при разгрузке — его реакция на начальном этапе в основном соответствует чисто упругому деформированию. Очевидно, такое поведение материала обуславливается наложением двух процессов — размножением «носителей пластической деформации» (не только дислокаций) под действием сдвиговых напряжений и их блокированием, аннигиляцией со временем.

На фиг. 5 максимальные значения сдвиговых напряжений σ_{xy}^{\max} для алюминиевых сплавов сопоставляются с литературными данными в зависимости от амплитуды импульса сжатия σ_x^{\max} . Точки 1, 2 описывают данные для АД-1 и Д-16 соответственно, точки 3 получены в [3] для сплава 2024 (аналог Д-16) близким к использовавшемуся в данной работе методом, 4 — в [11] (сплав 2024), 5, 6 — в [12] (для сплавов 2024 и 1060 соответственно), 7 — в [13] получены из исследования затухания ударной волны, точка 8 — в [14] (сплав 6061-T6) получена из анализа структуры волны разрежения и «догрузочной» волны сжатия при ступенчатом нагружении. Здесь же приведены результаты измерения сопротивления сдвигу в зависимости от давления в статических условиях — точки 9 из [15]. Приведенные на фиг. 5 данные дают основание для следующих выводов. Сопротивление пластической деформации при повышенных давлениях в условиях ударного сжатия несколько ниже, чем в статических условиях. Регистрация затухания ударной волны сопряжена с большей погрешностью при определении сопротивления пластической деформации и приводит к завышенным значениям получаемых величин по сравнению с непосредственной регистрацией профилей $\sigma_x(t)$. Различие в сопротивлении пластической деформации разных сплавов с ростом давления ударного сжатия нивелируется, — возможно, сохраняется разность величины σ_{xy}^{\max} , характеризующих свойства сплавов в нормальных условиях, но во всяком случае отношение этих величин не сохраняется. В первом приближении зависимость величины сопротивления пластической деформации от давления ударного сжатия может быть описана линейным соотношением

$$\sigma_{xy}^{\max}(p) = \sigma_{xy}^0 + K\sigma_x^{\max},$$

где $\sigma_x^0 = 0,08 \pm 0,05$ ГПа; $K = 0,030 \pm 0,006$.

Авторы благодарят Г. А. Савельеву за помощь в подготовке и проведении измерений.

Поступила 30 V 1980

ЛИТЕРАТУРА

1. Альтшулер Л. В., Бражник М. И., Телегин Г. С. Прочность и упругость железа и меди при высоких давлениях ударного сжатия. — ПМТФ, 1971, № 6.
2. Fuller P. G. A., Price J. H. Dynamic stress-strain release path for aluminium and magnesium to 200 kbar. — Brit. J. Appl. Phys., 1969, ser. 2, J. Phys. D, N 2.
3. Kusubov A. S., Thiel M. Measurements of elastic and plastic unloading wave profiles in 2024-T4 aluminum alloy. — J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, N 9.
4. Канель Г. И. Об экспериментальном определении кинетики релаксационных процессов при ударном сжатии конденсированных сред. — ПМТФ, 1977, № 5.
5. Канель Г. И., Вахитова Г. Г., Дремин А. Н. Метрологические характеристики манганиновых датчиков давления в условиях ударного сжатия и разгрузки. — ФГВ, 1978, № 2.
6. Самарский А. А., Попов Ю. П. Разностные схемы газовой динамики. М.: Наука, 1975.
7. Воробьев А. А., Дремин А. Н., Канель Г. И. Зависимость коэффициентов упругости алюминия от степени сжатия в ударной волне. — ПМТФ, 1974, № 5.

8. Дремин А. Н., Канель Г. И. Волны сжатия и разрежения в ударно-сжатых металлах.— ПМТФ, 1976, № 2.
9. Lipkin J., Asay J. R. Reshock and release of shock-compressed 6061-T6 aluminum.— J. Appl. Phys., 1977, vol. 48, N 1.
10. Канель Г. И. Вязкоупругие свойства металлов в ударной волне.— В сб.: Детонации. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах. Черногоровка, 1978.
11. Kusubov A. S., Thiel M. Dynamic yield strength of 2024-T4 aluminum at 313 kbar.— J. Appl. Phys., 1969, vol. 40, N 2.
12. Erkman J. O. Elastoplastic effects in the attenuation of shock waves.— In: Proc. 4th Sympos. (Internat.) on Detonation, Washington, 1967, p. 277.
13. Erkman J. O., Christensen J. Attenuation of shock waves in aluminium.— J. Appl. Phys., 1967, vol. 38, N 13.
14. Asay J. R., Lipkin J. A self-consistent technique for estimating the dynamic yield strength of a shock-loaded material.— J. Appl. Phys., 1978, vol. 49, N 7.
15. Bridgman P. W. Studies in large plastic flow and fracture. L.—N. Y.: McGraw-Hill, 1952.

УДК 532.593+539.374

**РЕШЕНИЕ НЕКОТОРЫХ ЗАДАЧ
О ВОЛНЕ РАЗГРУЗКИ
В УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОЙ СРЕДЕ,
ПОДЧИНЯЮЩЕЙСЯ СХЕМЕ ПРАНДТЛЯ**

А. В. Чернов

(Москва)

Распространение плоских волн в полубесконечном стержне постоянного сечения и в полупространстве с плоской границей, заполненным сплошным материалом, в результате действия импульса напряжений, приложенного к торцу стержня вдоль его оси или нормально к поверхности полупространства, описывается системой дифференциальных уравнений в частных производных

$$(1) \quad \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial \sigma}{\partial h} = 0, \quad \frac{\partial u}{\partial h} + \frac{\partial \varepsilon}{\partial t} = 0,$$

где ρ_0 — начальная плотность материала; u — массовая скорость элементарных слоев материала, расположенных перпендикулярно направлению распространения волны; t — время; h — лагранжева координата, помечающая начальное положение слоя; σ — напряжение, действующее в сечениях, параллельных фронту волны вдоль направления ее распространения в случае полупространства, в случае стержня это условное напряжение, т. е. усилие, действующее в некотором сечении стержня, отнесенное к начальной площади поперечного сечения (считается положительным при сжатии); $\varepsilon = -\partial W/\partial h$ — деформация, W — смещение элементарного слоя.

Поведение отдельных упругопластических материалов в случае одноосного напряженного состояния, осуществляющегося при сжатии — растяжении тонких стержней, или случае одноосной деформации, характерной для нагружения материалов плоскими ударными волнами, можно приближенно описать в некотором диапазоне деформаций схемой Прандтля [1] (фиг. 1).

Нагружение материала из начального недеформированного состояния до напряжений, меньших предела текучести σ_s , происходит чисто упруго. Связь напряжений с деформациями подчиняется линейному соотношению $\sigma = \rho_0 c_0^2 \varepsilon$, где c_0 — скорость распространения продольных