

а) расширение веществ при разлете происходит с большим отклонением от законов расширения идеального газа с постоянным показателем адиабаты;

б) изменение мгновенного эффективного показателя γ в процессе расширения происходит в сторону уменьшения, а на отдельных участках — в сторону возрастания;

в) на начальном этапе расширения наблюдается значительно более слабое падение плотности разлетающихся веществ, чем при расширении идеального газа с $\gamma = 1,67$. Такая закономерность открывает возможность получения достаточно плотных (близких по плотности к конденсированным веществам) потоков и сгустков веществ. Используя это явление, получили сгусток частиц вольфрама с $\rho \sim 1 \text{ г/см}^3$ и $u = 24 \text{ км/с}$, воздействие которого на преграды описано в [9, 10].

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных газодинамических явлений.— М.: Наука, 1966.
2. Фортв В. Е. ТВТ, 1972, 10, 168.
3. Русаков М. М. ТВТ, 1975, 13, 1, 20.
4. Русаков М. М., Иванов Р. И., Шайдуллин Б. К. и др. ТВТ, 1977, 15, 3, 449.
5. Шарипджанов П. П., Альтшулер Л. В., Брусникин С. Е. ФГВ, 1983, 19, 5, 149.
6. Кузнецов Н. М. Термодинамические функции и ударные адиабаты воздуха.— М.: Машгиз, 1965.
7. Холев С. Р. Изв. вузов. Физика, 1959, 4, 28.
8. Last Shock Hugoniot data/Ed. S. P. Marsh.— Univ. California press.
9. Русаков М. М. ПМТФ, 1966, 4, 167.
10. Русаков М. М., Шайдуллин Б. К. Космич. исслед., 1979, 17, 1, 172.

Поступила в редакцию 4/II 1987

УДК 536.424

ИССЛЕДОВАНИЕ КИНЕТИКИ РЕЛАКСАЦИИ УПРУГОГО ПРЕДВЕСТНИКА В Ст. 3 И ТИТАНЕ

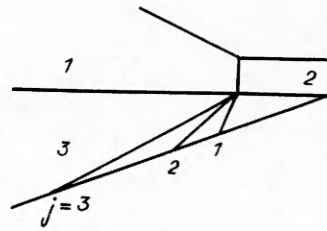
А. А. Горновой, Е. А. Козлов, А. К. Музыря,
Е. В. Шорохов
(Челябинск)

Согласно существующим представлениям [1], пластическое (макро) деформирование материала при импульсном (взрывном) нагружении начинается во фронте пластической волны. Ниже предлагается модель, учитывающая более раннюю стадию зарождения локальных пластических деформаций еще до прихода в заданную точку образца фронта пластической волны. Для описания кинетики затухания амплитуды упругого предела Гюгонио P_{xx}^y при взрывном нагружении металлов получено уравнение

$$P_{xx}^y = \frac{1-\mu}{1-2\mu} E \left(\frac{V_d}{c^3 \tau^3} \right)^{\frac{1}{\alpha_u}} \left(\epsilon_* - \frac{\alpha RT}{c_p} \ln \frac{\tau}{\tau_0} \right), \quad (1)$$

где μ — коэффициент Пуассона; E — модуль нормальной упругости; V_d — объем дилатона; c — скорость распространения продольной упругой волны; $\epsilon_* = 0,2$ — критическая деформация дилатона, соответствующая реализации теоретического значения предела текучести кристаллической решетки при одноосной деформации; α — коэффициент линейного расширения; c_p — удельная теплоемкость; R — универсальная газовая постоянная; T — абсолютная температура тела; $\tau_0 = 10^{-13} \text{ с}$ — период тепловых колебаний атомов кристаллической решетки; τ — временной интервал между последовательным приходом в заданную точку образца фронтов упругой и пластической волн; α_u — коэффициент гомогенности

Рис. 1. Схема волновых процессов в клиновом образце.
1 — ПВ; 2 — ВВ; 3 — образец.



(структурный параметр) двухпараметрической функции распределения Вейбулла [2] для амплитуды упругого предвестника.

При построении модели использованы основные идеи кинетической теории прочности в ее последней трактовке [3], постулирующей в качестве механизма, дающего начало процессу деформирования и разрушения твердых тел необратимую накачку энергии в микрообъемах тела — дилатонах. Предполагается, что первые очаги пластических деформаций зарождаются на дефектах кристаллической решетки, существующих в исходном материале. Объем дилатона в модели определяется соотношением

$$V_d = V_a \left(\frac{c^3 \tau^3}{V_a} \right)^{\frac{1}{\alpha_u + 1}},$$

где $V_a = A/\rho N_0$ — объем атома; A — атомная масса; ρ — плотность материала; N_0 — число Авогадро.

Суть предложенной модели заключается в эффективном учете реальной дефектной кристаллической структуры статистическими методами. Из анализа (1) следует, что темп снижения амплитуды упругого предвестника должен определяться двумя причинами. С толщиной образца растет расхождение фронтов упругой и пластической волн, приводящее к увеличению амплитуды деформации дилатона ϵ_d за счет тепловых флуктуаций. Указанный эффект учитывается в (1) членом $\epsilon_d = \alpha RT / c_p \ln(\tau/\tau_0)$. С другой стороны, с ростом τ уменьшается величина

$(V_d/c^3 \tau^3)^{\frac{1}{\alpha_u}}$, которая в статистическом плане учитывает вероятность появления в объеме $c^3 \tau^3$ дефектов структуры, способных дать начало пластической деформации для рассматриваемого условия динамического нагружения (T, τ). Роль этого второго фактора при малых τ , характерных для ударно-волнового и взрывного нагружения при нормальных температурах, должна быть доминирующей.

Таким образом, снижение амплитуды упругого предвестника по мере его распространения по образцу рассматривается как релаксационный процесс, который является термофлуктуационным по своей физической природе и в сильной степени зависит от реальной дефектной структуры тела.

Цель настоящей работы — экспериментальная проверка изложенных выше представлений. При этом особый интерес вызывала область малых толщин, где роль статистического фактора должна проявиться наи-

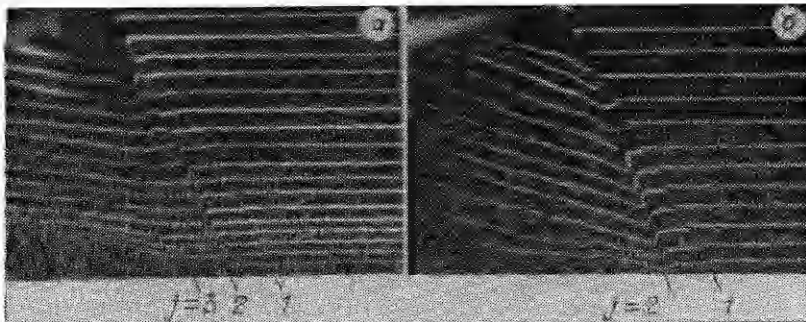


Рис. 2. Выход на свободную поверхность образца фронтов упругого предвестника ($j = 1$), первой ($j = 2$) и второй ($j = 3$) пластических волн для Ст. 3 (а) и титана (б).

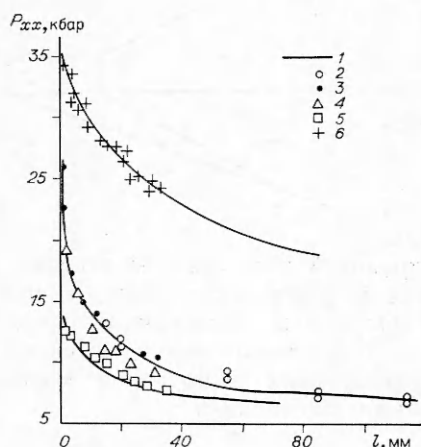


Рис. 3. Изменение амплитуды упругого предвестника в зависимости от пройденного расстояния.

1 — расчет по (1); 2 — Ст.3 [6], $p > 150$ кбар; настоящие эксперименты: 3 — Ст.3, $p > 150$ кбар, 4 — Ст.3, $p < 100$ кбар, 5 — ВТ1-00, 6 — ВТ3-1.

более отчетливо. Опыты проводились на образцах переменной толщины (клиньях) из Ст. 3, титана ВТ1-00 и его сплава ВТ3-1. Образцы нагружали скользящей детонацией листовых зарядов различной ВВ толщиной от 1 до 30 мм. При этом максимальные реализованные на образцах давления для Ст.3 не превышали 250 кбар, а для титана — 100 кбар. Схема, иллюстрирующая волновые процессы в клиновом образце, показана на рис. 1. Способ определения параметров ударных волн методом оптического рычага, использованный в настоящей работе, описан в [4, 5]. Погрешности измерения волновых скоростей, скоростей движения свободной поверхности при последовательном выходе на нее упругого предвестника и пластических волн оцениваются равными соответственно 1 и 3—4 %. Погрешность рассчитанного по ним значения P_{xx}^y не превышает 5 %. Типичные фотохронограммы волновых процессов для Ст.3 и титана показаны на рис. 2. Известные из литературы [6] для Ст.3 и все вновь полученные данные о релаксации напряжений на фронте упругого предвестника представлены на рис. 3. Там же нанесены кривые, построенные путем расчета по (1) при значениях параметров модели, приведенных в таблице. Из рассмотрения рис. 3 можно сделать следующие

Параметры модели

Материал	μ	$E \cdot 10^{-3}$, кбар	c , км/с	$\alpha \cdot 10^5$, 1/град	c_p , кал/(моль · град)	ρ , г/см ³	α_{ch}	T , К
Ст. 3	0,27	2,00	5,95	1,13	5,14	7,85	11,7	283
ВТ1-00	0,32	1,12	6,05	0,77	6,08	4,48	11,6	265
ВТ3-1	0,30	1,15	6,31	0,92	5,76	4,46	16,3	265

выводы. Экспериментальные данные по релаксации упругого предвестника в Ст.3 на образцах толщиной 1—25 мм при их нагружении скользящей детонацией в пределах погрешностей измерений совпадают (в области перекрывания толщин) с данными [6], полученными на образцах толщиной 20—120 мм при нагружении нормальной детонацией мощных ВВ. В целом отклонение экспериментальных данных от расчетных кривых, полученных в соответствии с развиваемой статистической термодинамической моделью, не превышает 10 %.

ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Райзер Ю. П. Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений.— М.: Физматгиз, 1963.
2. Болотин В. В. Прогнозирование ресурса машин и конструкций.— М.: Машиностроение, 1984.
3. Журков С. Н. ФТТ, 1983, 25, 10, 3119.
4. Fowles G. R. J. Appl. Phys., 1961, 32, 8, 1475.
5. Козлов Е. А., Музыря А. К., Чинкова Р. Х. и др. ФГВ, 1984, 20, 4, 123.
6. Иванов А. Г., Новиков С. А., Синицын В. А. ФТТ, 1963, 5, 1, 267.

Поступила в редакцию 4/II 1987