

9. Van Thiel M., Shaner J. e. a. UCRL-50108, Compendium of shock wave data, Lawrence Livermore Lab., Univ. of California.—Livermore, California, 1977.
10. Nellis W. J., Mitchell A. C. J. Chem. Phys., 1980, 73, 6137.
11. Анисичкин В. Ф. ФГВ. 1984, 20, 1, 77.
12. Зубарев В. Н., Телегин Г. С. Докл. АН СССР, 1962, 142, 2, 309.
13. Lysenga G. A., Ahrens Thomas J., Nellis W. J. e. a. J. Chem. Phys., 1982, 76, 6282.
14. Delpuech Alain, Menil Albert.— In: Shock Waves in Condensed Matter — 1983/Ed. J. R. Asay, North — Holland Physics Publishing, 1984.
15. Xianchu He e. a. The Eighth Symp. (Intern.) on Detonation. Preprints. Albuquerque, 1985.
16. Nellis W. J., Ross M., Mitchell A. C. e. a. Phys. Rev. A, 1983, 27, 1, 608.

Поступила в редакцию 16/XII 1985

О РЕЛАКСАЦИИ НАПРЯЖЕНИЯ СДВИГА В МЕТАЛЛАХ ПРИ УДАРНОМ НАГРУЖЕНИИ

В. П. Глазырин, Т. М. Платова
(Томск)

В настоящее время для описания плоского ударно-волнового нагружения металлов имеется несколько вариантов определяющих уравнений упруговязкопластической модели дислокационного типа с релаксацией напряжения сдвига [1—3]. В основу моделей положены упрощенные представления о движении и размножении дислокаций в условиях квазистатического нагружения, так как при ударном нагружении поведение дефектной структуры изучено довольно слабо ввиду сложности ее регистрации. В данной работе предпринята попытка построения определяющего уравнения металлов, учитывающего релаксацию напряжения сдвига в широком диапазоне скорости деформации на основе анализа данных квазистатических испытаний и моделирования плоского ударно-волнового нагружения.

Эксперименты по сжатию и растяжению образцов с постоянной скоростью деформации дают информацию о зависимости напряжения сдвига от скорости деформации. Однако ее достоверность ограничена сверху величиной скорости деформации $\dot{\epsilon} = 10^3 \div 10^4 \text{ с}^{-1}$, так как при больших скоростях невозможно поддерживать однородными напряжения и деформации по рабочей части образца, а также возрастает влияние волновых процессов и радиальной инерции [4].

При плоском соударении пластин достигается $\dot{\epsilon} > 10^3 \text{ с}^{-1}$, т. е. когда реализуется случай плоской симметрии одномерной деформации, который можно смоделировать математически с высокой степенью точности. Сравнение рассчитанных и экспериментально записанных профилей плоских волн сжатия дает информацию о зависимости напряжения сдвига от скорости деформации при $\dot{\epsilon} > 10^3 \text{ с}^{-1}$.

Моделирование плоского ударно-волнового нагружения проводится численным решением методом Лакса — Вендроффа основной системы уравнений в лагранжевых координатах, которая выводится из общих законов сохранения массы, импульса и энергии [5]. Продольная составляющая тензора напряжений имеет вид

$$\sigma_1 = -p + 4/3 \cdot \tau,$$

где τ — максимальное касательное напряжение или сдвиговое напряжение. Давление p определяется по уравнению состояния Ми — Грюнайзена. Выражение для сдвигового напряжения используется в виде

$$\dot{\tau} = \mu (\dot{\epsilon}_1 - 2\dot{\epsilon}_p).$$

Здесь $\dot{\epsilon}_1$ — продольная составляющая тензора скорости деформации; $\dot{\epsilon}_p$ — максимальная скорость пластической деформации.

Использование определяющего уравнения вида $\tau(\epsilon_p, \dot{\epsilon}_p)$ в численном моделировании ударно-волнового профиля приводит к дополнительному условию на временной шаг разностной схемы Δt . Поскольку уравнение $\tau(\epsilon_p, \dot{\epsilon}_p)$ описывает процесс релаксации сдвигового напряжения, шаг Δt не должен превышать характерное время процесса, т. е. время релаксации, которое определяется следующим образом:

$$t_p = \frac{1}{2\mu} \frac{\partial \tau}{\partial \dot{\epsilon}_p}.$$

Если $\Delta t > t_p$, то τ будет вычисляться неверно и результаты расчетов будут зависеть от шага по пространству и от числа Куранта. В настоящей работе использовалось условие

$$\Delta t < 0,25t_p. \quad (1)$$

Сначала проверялось выполнение условия Куранта, а затем — условия (1). При построении определяющего уравнения рассматриваются области термической активации и вязкого торможения дислокаций, так как в других областях скорость пластической деформации практически не влияет на сдвиговое напряжение. Далее области термической активации и вязкого торможения дислокаций будем называть соответственно области II и IV, как принято в литературе [6].

В [6] в области II

$$\dot{\epsilon}_p = v \exp(-U_a/kT), \quad (2)$$

где U_a — энергия активации дислокаций; k — постоянная Больцмана; v — частотный коэффициент.

Анализ данных квазистатических испытаний [3, 4, 7–10] показывает, что при изменении температуры на десятки градусов (2) можно заменить выражением

$$\dot{\epsilon}_p = \dot{\epsilon}_{p0} \exp[\alpha_0(\tau - \tau_0)], \quad (3)$$

в котором τ_0 — напряжение, соответствующее нижней границе области II (статический предел текучести). В (3) постоянная $\alpha_0 = a/kT$, если $U_a = f[a(\tau - \tau_0)]$ (a — структурная постоянная; $\dot{\epsilon}_{p0}$ соответствует нижней границе области II и может быть принята равной $10^{-2} - 10^{-1} \text{ с}^{-1}$ или вычислена теоретически, так как фактически $\dot{\epsilon}_{p0} = v$).

Согласно экспериментальным данным [3, 4, 7–10], в области IV зависимость $\dot{\epsilon}_p(\tau)$ имеет линейный вид

$$\dot{\epsilon}_p = (\tau - \tau_1)/\eta_0. \quad (4)$$

Здесь τ_1 — напряжение, соответствующее нижней границе области IV; η_0 — коэффициент вязкости. Выражение (4) достоверно при $\dot{\epsilon}_p \leq 10^4 \text{ с}^{-1}$.

Проведенные расчеты профиля плоской волны нагружения (ВН) в алюминии, армко-железе, бериллии и меди с учетом (3) и (4) не дали удовлетворительного результата при сравнении с экспериментально записанными профилями ВН. Константы η_0 и α_0 были взяты из различных экспериментальных работ. Рассчитанные фронты пластических ВН получились значительно шире, чем в экспериментальных работах [3, 11–13]. Результаты данных расчетов приводят к выводу, что для согласования расчета с экспериментом необходимо, чтобы при $\dot{\epsilon}_p > 10^4 \text{ с}^{-1}$ зависимость $\dot{\epsilon}_p(\tau)$ отклонялась от линейной в сторону уменьшения производной $\partial \tau / \partial \dot{\epsilon}_p$. Этот вывод находится в согласии с [8]. Таким образом, в зоне вязкого торможения дислокаций можно выделить подобласти линейной и нелинейной вязкости. Величины, относящиеся к границе этих подобластей, обозначим индексом 2.

В общем случае зависимость $\epsilon_p(\tau)$ в подобласти нелинейной вязкости представим в виде экспоненты от полинома, т. е.

$$\dot{\epsilon}_p = \dot{\epsilon}_{p2} \exp \left[\sum_{n=1}^N K_n (\tau - \tau_2)^n \right],$$

(K_n — коэффициенты полинома). Потребуем непрерывности первой производной от ϵ_p по τ . Отсюда получим соответственно в точках 1 и 2 следующую связь параметров:

$$\eta_0 = (\alpha_0 \dot{\epsilon}_{p1})^{-1}, K_1 = (\eta_0 \dot{\epsilon}_{p2})^{-1},$$

тогда определяющее уравнение можно записать в виде

$$\dot{\epsilon}_p = [F_0(\Delta\tau_0) + F_1(\Delta\tau_1)] F_2(\Delta\tau_2); \quad (5)$$

$$\Delta\tau_i = \tau - \tau_i.$$

В соответствии с изложенным выше функции F_i имеют вид:

$$\begin{aligned} F_0(\Delta\tau_0) &= \dot{\epsilon}_{p0} \exp[\alpha_0 \Delta\tau_0 H(\Delta\tau_0)], \\ F_1(\Delta\tau_1) &= \Delta\tau_1 H(\Delta\tau_1) / \eta_0, \\ F_2(\Delta\tau_2) &= \exp \sum_{n=1}^N K_n \Delta\tau_2^n H(\Delta\tau_2). \end{aligned} \quad (6)$$

($H(x)$ — единичная функция Хевисайда.) Принято, что функции обладают свойством: $F_i(\tau - \tau_i) = F_i(\tau_{i+1} - \tau_i)$, если $\tau > \tau_{i+1}$.

Для ударно-нагруженного материала τ_0 зависит от ϵ_p , p и T . Разделить влияние данных факторов довольно сложно, поэтому в целях упрощения формально считаем, что $\tau_0(\epsilon_p)$. Численный эксперимент показал, что

$$\tau_0(\epsilon_p) = \tau_0(0) \exp(-\beta \epsilon_p),$$

(β — константа). Принято, что τ_1 и τ_2 изменяются на такую же величину, что и τ_0 с ростом ϵ_p . Константы τ_0 , α_0 , $\dot{\epsilon}_{p0}$ определены по данным квазистатических испытаний [3, 4, 8—10]. Например, для алюминиевого сплава 6061-T6 $\tau_0 = 0,12$ ГПа, $\alpha_0 = 10^3$ ГПа⁻¹, $\dot{\epsilon}_{p0} = 10^{-8}$ мкс⁻¹; для бериллия S-200 $\tau_0 = 0,135$ ГПа, $\alpha_0 = 0,3 \cdot 10^3$ ГПа⁻¹, $\dot{\epsilon}_{p0} = 10^{-7}$ мкс⁻¹.

Константы τ_1 , τ_2 , K_n и β определяются из условия совпадения рассчитанных и экспериментально записанных ВН по способу, предложенному в [14]. Для всех рассматриваемых материалов достаточно в (6) ограничения $N = 2$. Для алюминиевого сплава 6061-T6 получено: $\tau_1 = 0,13035$ ГПа, $\tau_2 = 0,161$ ГПа, $K_2 = 10^3$ ГПа⁻² и $\beta = 28$; для бериллия $\tau_1 = 0,1594$ ГПа, $\tau_2 = 0,30$ ГПа, $K_2 = 80$ ГПа⁻² и $\beta = 250$. На кривых $\tau(\epsilon_p)$, приведенных на рис. 1, характерен линейный участок $0-1$, а при больших ϵ_p имеет место перегиб в сторону уменьшения производной $\partial\tau/\partial\epsilon_p$. При $\epsilon_p = 10^7 \div 10^8$ с⁻¹ напряжение сдвига приблизительно на порядок меньше теоретической прочности.

Рассчитанные профили массовой скорости в ВН в бериллии на различных расстояниях от поверхности удара представлены на рис. 2. Скорость соударения $v_c = 164$ м/с. Константы определяющего уравнения находятся по кривой 1. Рассчитанные профили продольного и сдвигового напряжений в ВН в бериллии приведены на рис. 3, $v_c = 310$ м/с. Величина сдвигового напряжения или напряжения течения в ВН определяется общим уровнем деформаций, а также скоростями нагружения материала и релаксации напряжения. В упругой волне напряжение сдвига быстро возрастает, ϵ_p отсутствует. За фронтом упругой волны вследствие возрастания скорости нагружения τ увеличивается до значения, соответствующему максимуму ϵ_p во фронте пластической ВН, после чего наблюдается спад. Напряжение течения за фронтом ВН по-

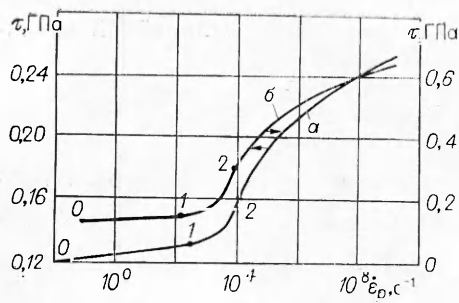


Рис. 1. Зависимость $\tau(\dot{\epsilon}_p)$ для алюминия (а) и бериллия (б).

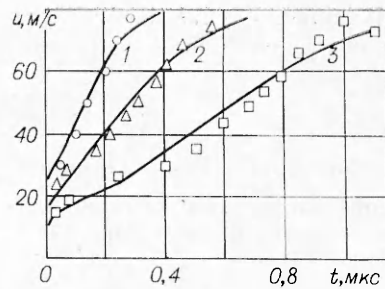


Рис. 2. Волновые профили массовой скорости в бериллии S-200. x , см: 1 — 0,323, 2 — 0,617, 3 — 1,228; кривые — расчет; точки — данные [3].

лучается меньше статического предела. По мере распространения импульса максимальные значения τ в упругой и пластической ВН уменьшаются с разной скоростью, что объясняется проявлением влияния пластической деформации на кривую релаксации напряжения.

На рис. 4 представлена рассчитанная зависимость $\tau(\sigma_1)$. Здесь же указана температура, соответствующая данному состоянию, а также приведена экспериментальная оценка (точка) из работы [11]. Видно, что при увеличении амплитуды ударной волны τ за ее фронтом уменьшается. Так, например, состояние, при котором напряжение течения уменьшается в 2 раза, соответствует $p = 3,5$ ГПа и изменению температуры на 11 градусов. Объяснить этот факт только возрастанием температуры нельзя, так как повышение ее на 11 градусов не может снизить в 2 раза напряжение течения. По всей видимости, объяснение данного явления следует искать в специфике механизмов пластической деформации металлов при ударном нагружении. Возможно, в этом случае проявляется локальный разогрев плоскостей скольжения.

Проведенные расчеты показали, что массовая скорость достигает значения $v_c/2$ не сразу за фронтом волны, а спустя несколько десятых долей микросекунды. Это вызвано релаксацией напряжения сдвига вследствие специфического поведения кривой релаксации. С точки зрения физики процесса в этом случае теряется динамический характер преодоления дислокациями препятствий из-за уменьшения скорости нагружения материала и увеличения плотности дефектов. Рассчитанные кривые затухания амплитуды упругого предвестника хорошо согласуются с экспериментальными данными. Расчетом установлено, что волны вторичного и последующих ударных нагружений имеют упругий предвестник, т. е. за фронтом ударной волны наблюдается квазиупругое поведение материала. Профиль волны вторичного ударного нагружения в бериллии представлен на рис. 5, амплитуда первичной волны равна 155 м/с, вторичной — 250 м/с. Скорость упругого предвестника вторичной волны составляет 1,3 см/мкс.

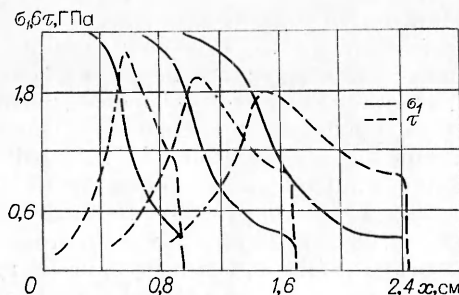


Рис. 3. Профили σ_1 и τ в бериллии; $t_1 = 0,714$ мкс, $t_2 = 1,307$ мкс, $t_3 = 1,899$ мкс.

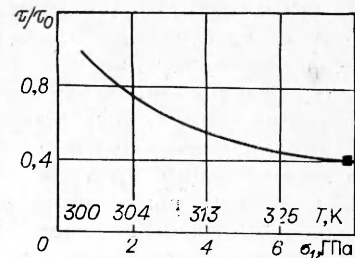


Рис. 4. Зависимость $\tau(\sigma_1)$ за фронтом ударной волны в алюминии; $T(0) = 300$ К.

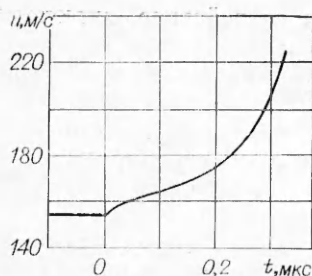


Рис. 5. Рассчитанный профиль волны вторично-ударного нагружения в бериллии.

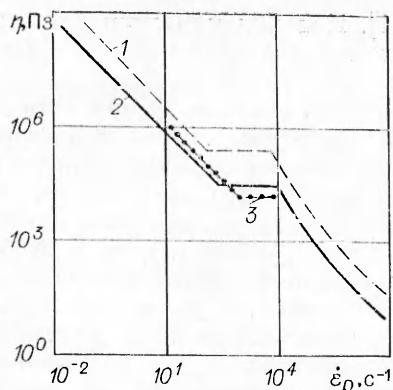


Рис. 6. Рассчитанная зависимость $\eta(\dot{\epsilon}_p)$ для бериллия (1) и алюминия (2), 3 — данные [9].

Определяющее уравнение (5) позволяет легко получить зависимость коэффициента вязкости η от $\dot{\epsilon}_p$ и определить его в любой точке ВП ($\eta = \partial\tau/\partial\dot{\epsilon}_p$). На рис. 6 видно, что величина η уменьшается с ростом $\dot{\epsilon}_p$, за исключением области линейной вязкости, где для алюминия $\eta_0 = 0,32 \cdot 10^5$ Пз, для бериллия $\eta_0 = 2,208 \cdot 10^5$ Пз. Рассчитанные кривые $\eta(\dot{\epsilon}_p)$ качественно согласуются с экспериментальными данными [9].

Таким образом, предложенное определяющее уравнение позволило получить достаточно полную информацию о поведении сдвигового напряжения и коэффициента вязкости при высокоскоростной деформации, а также позволило описать эффекты плоского ударно-волнового нагружения, связанные с релаксацией сдвигового напряжения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гилман Дж. Дж. Механика, 1970, 2.
2. Нигматуллин Р. Н., Холин П. Н. МТТ, 1974, 4.
3. Read H. E.— In: Metallurgical effects at high strain rates.— New York — London, 1973.
4. Динамика удара/Под ред. С. С. Григоряна.— М.: Мир, 1985.
5. Платова Т. М., Глазырин В. П., Макаров Н. В.— В кн.: Детонация. Критические явления. Физико-химические превращения в ударных волнах.— Черноголовка, 1978.
6. Пэжнина П.— В кн.: Проблемы теории пластичности.— М.: Мир, 1976.
7. Степанов Г. В. Уругопластическое деформирование материалов под действием импульсных нагрузок.— Киев: Наук. дум., 1979.
8. Dharan C. K. H., Hauser F. E. J. Appl. Phys., 1973, 44, 4.
9. Kumar A., Kumble R. G., Dorn J. E. Acta met., 1968, 9.
10. Kumar A., Kumble R. G. J. Appl. Phys., 1969, 40, 9.
11. Johnson J. N., Barker L. M. J. Appl. Phys., 1969, 40, 11.
12. Asay J. R., Chabildas L. C.— In: Shock waves and high-strain-rates phenomena in metals.— N. Y., 1981.
13. Teylor J. W.— In: Dislocation dynamics.— N. Y., 1967.
14. Глазырин В. П., Саженов А. П.— В кн.: Механика сплошных сред.— Томск: Изд-во ТГУ, 1982.

Поступила в редакцию 23/VI 1986

ОСОБЕННОСТИ НАГРУЖЕНИЯ СРЕДЫ ВЗРЫВОМ ПРИ РЕАЛИЗАЦИИ РЕЖИМОВ НЕДОСЖАТОЙ ДЕТОНАЦИИ

А. В. Аттегков, М. М. Бойко, Л. Н. Власова, В. С. Соловьев

(Москва)

Исследование способов регулирования термодинамических параметров при динамическом сжатии конденсированных веществ — одно из наиболее актуальных направлений физики и химии высоких давлений