

Р. И. НИГМАТУЛИН, Н. Н. ХОЛИН

ЗАПАЗДЫВАНИЕ ТЕКУЧЕСТИ И УПРОЧНЕНИЕ ПРИ СКОРОСТНОМ ДЕФОРМИРОВАНИИ МЕТАЛЛОВ

(Представлено академиком Л. И. Седовым 10 XI 1972)

1. Ниже рассматриваются только случаи изотропной среды, когда имеется симметрия вращения относительно оси нагружения образца. Обозначим эту ось индексом 1, а перпендикулярные к ней оси — 2 и 3. Оси 1, 2 и 3 — главные оси тензора напряжений и деформаций, причем $\sigma_2 = \sigma_3$, $\varepsilon_2 = \varepsilon_3$. Рассматривая только малые деформации, определим деформации ε_i как сумму упругих ε_i^e и пластических ε_i^p деформаций.

Примем ⁽¹⁾, что упругое деформирование подчиняется закону Гука, а для пластического справедлив закон пластической несжимаемости. Введем главное касательное напряжение $\tau = 1/2(\sigma_1 - \sigma_2)$ и главное значение пластических сдвигов $\varepsilon^p = 1/2(\varepsilon_1^p - \varepsilon_2^p)$. Тогда для одноосно-напряженного состояния ($\sigma_2 = \sigma_3 = 0$) имеем

$$\sigma_1 = E(\varepsilon_1 - 4\varepsilon^p/3), \quad \tau = 1/2\sigma_1, \quad (1,1)$$

а для одноосно-деформированного состояния ($\varepsilon_2 = \varepsilon_3 = 0$)

$$\sigma_1 = (\lambda + 2\mu)\varepsilon_1 - 8\mu\varepsilon^p/3, \quad \tau = \mu(\varepsilon_1 - 2\varepsilon^p), \quad p = -K\varepsilon_1. \quad (1,2)$$

Свойства конкретного материала должны учитываться при выборе физической модели для ε^p .

2. Для поликристаллических материалов естественно полагать, что плоскость скольжения совпадает с плоскостью действия максимального сдвигового напряжения, которая в рассматриваемых здесь случаях совпадает с плоскостью максимальных пластических деформаций ε^p . Скорость роста ε^p определяется соотношением Орована ⁽²⁾ $d\varepsilon^p/dt = bn_m u$, где b — вектор Бюргерса, n_m — плотность подвижных дислокаций, u — скорость их перемещения в плоскости скольжения.

Для определения n_m , вообще говоря, надо использовать дифференциальные кинетические уравнения, учитывающие взаимодействие дислокаций между собой и с другими дефектами, границами зерен и т. д. Здесь же будет использоваться конечное соотношение ⁽³⁾, связывающее n_m и n_i (n_i — общая плотность дислокаций) и следующее из анализа общего характера поведения дислокаций:

$$n_m = n_i \exp(-n_i/n_*), \quad (2,1)$$

где n_* — постоянная, разделяющая область размножения и загибания подвижных дислокаций.

Для связи n_i с ε^p имеется эмпирическая линейная зависимость ⁽³⁾, а для u — известная аппроксимационная зависимость ^(3, 4)

$$n_i = n_{i0} + m\varepsilon^p, \quad u = u_* \exp(-\tau_*/\tau), \quad (2,2)$$

где n_{i0} — начальная плотность дислокаций, m — коэффициент размножения, u_* — сдвиговая скорость звука, τ_* — постоянная.

Соотношения (2,1), (2,2) и параметры τ_* , m и n_* определяют кинетику пластического деформирования через поведение дислокаций и поэтому в дальнейшем эти соотношения и параметры будем называть кинетическими.

3. На основе уравнений (1,1), (2,1), (2,2) рассмотрена задача о квазистатическом (однородность деформаций) одноосном нагружении (сжатии) стержня постоянного сечения. Здесь принято условие однородности деформаций вдоль стержня, что оправдано только для достаточно коротких стержней ($l \sim d$), чему удовлетворяют эксперименты ⁽⁵⁾ с малоуглеродистой сталью En2A.

Представляет интерес решение обратной задачи: определение кинетических параметров τ_* , m и n_* , исходя из экспериментальной диаграммы $\sigma_1(\epsilon_1)$ при фиксированном ϵ_1 . Это решение осуществлялось, исходя из условия прохождения одной теоретической диаграммы $\sigma_1(\epsilon_1)$ при некоторой ϵ_1 (использовалось $\epsilon_1 = 0,5 \text{ сек}^{-1}$) через четыре характерные для экспериментальных данных точки. Затем уже с найденными таким образом кинетическими параметрами проводился проверочный расчет прямой задачи для всего диапазона $10^{-2} \leq \epsilon_1 \leq 10 \text{ сек}^{-1}$, $0 \leq \epsilon_1 \leq 0,06$. Соответствующее совпадение (см. рис. 1) свидетельствует об адекватности принятой модели. Значения кинетических параметров для стали En2A с зернистостью $z = 2033 \text{ мм}^{-2}$ оказались равными $n_* = 6,7 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$, $m = 10^{12} \text{ см}^{-2}$, $\tau_* = 28 \text{ кбар}$, $n_{i0} = 10^5 - 10^7 \text{ см}^{-2}$.

Из рис. 1 видно, что для значений скорости $\epsilon_1 \geq 0,1 \text{ сек}^{-1}$ совпадение весьма удовлетворительное. Расчетная кривая, соответствующая $\epsilon_1 = 0,02 \text{ сек}^{-1}$, занижена по сравнению с экспериментальными данными. Это результат завышения скорости пластического деформирования ϵ^p из-за использования аппроксимации (2,2) для u , не учитывающей существования порогового значения τ_e (статический предел текучести, ниже которого дислокации практически неподвижны) и завышающей u при τ , близких к τ_e (которые реализуются при малых $\epsilon_1 \sim 10^{-2} - 10^{-3} \text{ сек}^{-1}$). Для примера пунктиром на рис. 1 приведена также расчетная диаграмма $\sigma_1(\epsilon_1)$ при $\epsilon_1 = 0,02 \text{ сек}^{-1}$ с использованием уточненной зависимости $u(\tau)$.

4. При растяжении достаточно длинных стержней однородность деформаций вдоль стержня нарушается из-за появления фронтов Людерса (волн пластичности). При этом сечения, куда волна Людерса еще не пришла, деформированы упруго, а те, через которые волна прошла, находятся в пластическом состоянии.

Для исследования такого процесса необходима постановка краевой задачи. Ситуация аналогична задаче о распространении фронта пламени, решаемой на основе уравнений состояния и кинетики реакции с учетом передачи тепла в слой перед фронтом. В квазистатическом эксперименте ⁽⁶⁾ волна Людерса практически сразу выходит на стационарный режим, поэтому ниже рассмотрим постановку соответствующей стационарной задачи в системе координат, связанной с волной Людерса. В этом случае система обыкновенных дифференциальных уравнений, исходя из (1,1), (2,1), (2,2), имеет вид

$$v d\epsilon_1 / dx = dv / dx, \quad v dn_i / dx = bmu(\tau)n_m(n_i) - dq / dx, \quad (4,1)$$

$$\sigma_1 = 2\tau = \text{const}, \quad \epsilon_1 = \epsilon_{i0} + 4\epsilon^p / 3, \quad \epsilon^p = (n_i - n_{i0}) / m;$$

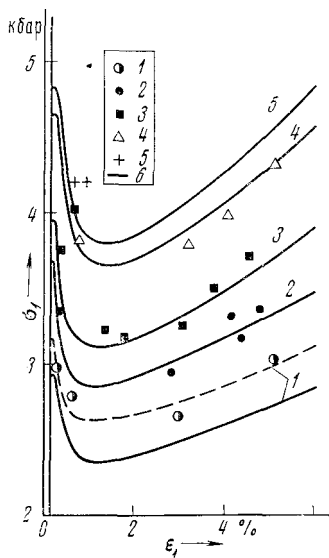


Рис. 1. Теоретическая зависимость (6) и экспериментальные (1—5) значения $\sigma_1(\epsilon_1)$ при различных ϵ_1 , сек^{-1} : 1 — 0,02; 2 — 0,1; 3 — 0,5; 4 — 5; 5 — 10

здесь в отличие от соотношения Орована ⁽²⁾ во втором уравнении имеется поток дислокаций q вдоль стержня за счет механизма поперечного скольжения ⁽²⁾. Роль q аналогична теплопроводности при распространении пламени. В качестве одного из возможных законов для q рассмотрим $q = -\gamma(\sigma_1, n_i) \partial n_i / \partial x$, γ (см²/сек) — коэффициент поперечного скольжения. Можно показать, что именно такого рода закон для q позволяет выявить единственное решение для скорости и структуры квазистатической волны пластичности.

Краевые условия для (4,1) имеют вид

$$x = -\infty, \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_{10} = \sigma / E, \quad \varepsilon^p = 0, \quad n_i = n_{i0}, \quad v = v_0 \quad (0), \quad (4,2)$$

$$x = +\infty, \quad \varepsilon_1 = \varepsilon_{1c}(\sigma_1), \quad \varepsilon^p = 3(\varepsilon_{1c} - \varepsilon_{10}) / 4, \quad n_i = n_{ie}(\sigma), \quad v = v_c \quad (e),$$

где v_0 определяет скорость волны пластичности, $\varepsilon_{1c}(\sigma_1)$ — статическая диаграмма ($\varepsilon_1 \rightarrow 0$) растяжения образца. Значение v_0 определяется, как и в

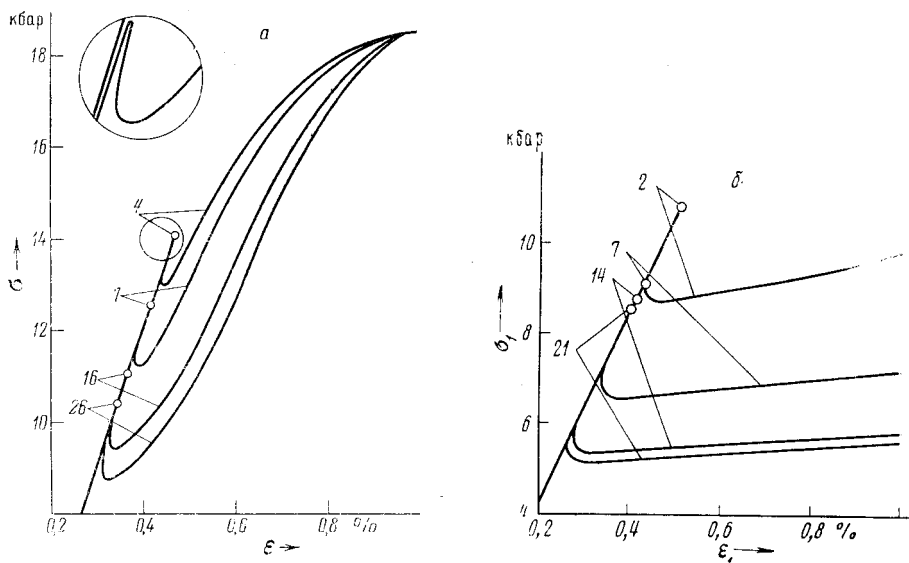


Рис. 2. Расчетные зависимости $\sigma(\varepsilon)$ для соударения пластин (а), стержней (б); кружками отмечены амплитуды упругих предвестников; цифры указывают лагранжевы координаты соответствующих частиц в мм

теории фронта пламени, из условия прохождения интегральной кривой через две точки, соответствующие начальному (0) и конечному (e) состояниям.

Для существования решения необходимо, чтобы состояния (0) и (e) были стационарными ($\varepsilon^p = 0$), для чего нужно подкорректировать зависимость (2,1) в окрестностях этих состояний, полагая здесь n_m равным нулю. Условие $n_m = 0$ в начальном состоянии учитывает запирающее действие примесных атомов, создающих активационные барьеры движению дислокаций. И пластическое деформирование при $\tau \sim 1-2$ кбар в элементе образца может начаться только после появления за счет механизма поперечного скольжения ⁽²⁾ подвижных дислокаций из зон, когда уже волна пластичности пришла. Аналогичное «усечение» кинетики используется и в теории горения. В динамических экспериментах ($\tau \sim 5-8$ кбар) указанные барьеры преодолеваются и процесс идет (аналогично детонационной волне) вне зависимости от q и согласно зависимости (2,1) для n_m .

Поставленная задача решалась в предположении $\gamma = \gamma(\sigma_1)$. Обнаружено, что σ_1 влияет на v_0 только через $\gamma(\sigma_1)$ и $u(\sigma_1)$, причем $\gamma \sim 10^{-4}$ см²/сек при $\sigma_1 \approx 2$ кбар для малоуглеродистой стали.

5. На основе (1,1), (1,2), (2,1), (2,2) рассмотрено одномерноволновое движение при соударении стержней и пластин. Задача решалась численно методом частиц ⁽⁷⁾ с использованием псевдовязкости. Рассматривались моменты, когда еще не появились волны разгрузки из-за отражений от границ образца. На рис. 2а, б представлены получающиеся в расчетах зависимости $\sigma_1(\epsilon_1)$ для частиц среды, расположенных на разных расстояниях r от плоскости удара.

При рассматриваемых здесь скоростях удара ($v_0 \sim 10^2$ м/сек) в мишени образуется двухволновая конфигурация, когда упругий предвестник движется с большей скоростью, чем пластический фронт. Результаты расчетов соответствуют экспериментальным данным ^(8, 9) и описывают релаксационное затухание упругого предвестника и падение напряжения за ним (см. рис. 3).

На рис. 3 представлены расчетные кривые затухания для стали En2A с $z = 2033$ мм⁻¹. Расчеты подтверждают экспериментальный факт ⁽⁸⁾, что

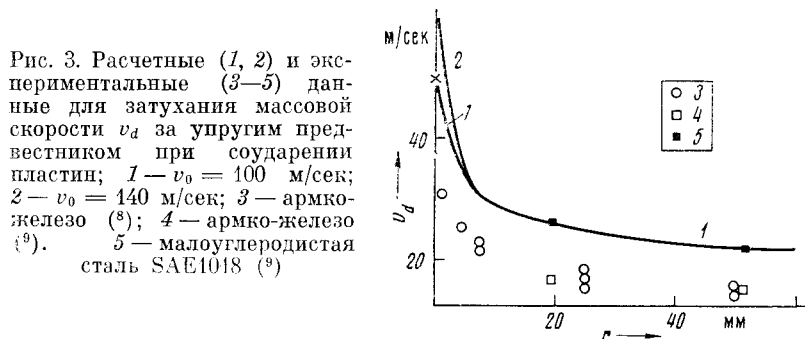


Рис. 3. Расчетные (1, 2) и экспериментальные (3—5) данные для затухания массовой скорости v_d за упругим предвестником при соударении пластин; 1 — $v_0 = 100$ м/сек; 2 — $v_0 = 140$ м/сек; 3 — армко-железо ⁽⁸⁾; 4 — армко-железо ⁽⁹⁾. 5 — малоуглеродистая сталь SAE1018 ⁽⁹⁾

скорость соударения влияет на упругий предвестник лишь на расстояниях до 7—8 мм. Теоретические кривые 1, 2 для малоуглеродистой стали En2A хорошо согласуются с экспериментальными данными для малоуглеродистой стали SAE1018 ⁽⁹⁾ и лежат выше (как и должно быть) данных ^(8, 9) для армко-железа.

Кроме того, аналогичные расчеты для стали En2A по соударению стержней согласуются с экспериментальными данными ⁽¹⁰⁾ для стали 3 по значениям интенсивности упругого предвестника в интервале $r = 7-21$ мм. Расчет дает падение σ_d от 9,0 до 8,2 кбар, а экспериментальное среднее значение на этом интервале $\sigma_d = 9,6 \pm 0,4$ кбар.

Хорошее согласование опытных и экспериментальных данных в достаточно широком диапазоне условий нагружения (от квазистатического до ударного; растяжение, сжатие, соударение стержней и соударение пластин) говорит об адекватности рассматриваемой модели.

Научно-исследовательский институт механики
Московского государственного университета
им. М. В. Ломоносова

Поступило
2 XI 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ J. W. Taylor, J. Appl. Phys., 36, 3146 (1965). ² Д. Халл, Введение в дислокации, М., 1968. ³ J. J. Gilman, J. Appl. Mech. Rev., 21, 767 (1968). ⁴ W. G. Johnston, J. J. Gilman, J. Appl. Phys., 30, 129 (1959). ⁵ K. J. Marsh, J. D. Campbell, J. Mech. Phys. Solids, 11, 49 (1963). ⁶ J. F. Butler, J. Mech. Phys. Solids, 10, 313 (1962). ⁷ Р. И. Нигматуллин, Журн. прикл. мех. и техн. физ., № 1 (1970). ⁸ J. Taylor, M. Rice, J. Appl. Phys., 34, 364 (1963). ⁹ O. Jones, F. Neilson, W. Benedic, J. Appl. Phys., 33, 3224 (1962). ¹⁰ Е. В. Ломакин, В. Г. Лютцау и др., Мех. тверд. тела, 2 (1972).