

Выводы

Получены выражения, аппроксимирующие функции $c_p^2(p, v, E)$ и $P(p, v, E, \dots)$ в области $6 < p < 210$ ГПа, $4,2 \cdot 10^{-4} < v < 5,8 \cdot 10^{-4}$ м³/кг, $-7 \cdot 10^5 < E < 17 \cdot 10^5$ Дж/кг, которые могут быть использованы для численного моделирования развития детонации в литом тротиле. Показано, что производная dv/dt не оказывает существенного влияния на скорость тепловыделения в реагирующем потоке в области, следующей за ударным скачком. Влияние этой производной заметно только вблизи ударного скачка. Кривая ударной сжимаемости литого тротила имеет аномальный вид, что вызвано, по-видимому, разложением части ВВ в ударном скачке.

В заключение авторы выражают искреннюю благодарность В. А. Веретенникову и Г. П. Трофимовой за обсуждение результатов работы и ценные советы и Л. И. Саввину и Н. И. Парфенову за помощь в подготовке и проведении экспериментов.

ЛИТЕРАТУРА

1. А. А. Воробьев, В. С. Трофимов, К. М. Михайлюк и др. ФГВ, 1985, 21, 2, 106.
2. А. А. Воробьев, В. С. Трофимов, К. М. Михайлюк. Тр. I Всесоюз. симпозиум по макроскопической кинетике и химической газодинамике. Т. II. Черноголовка, 1984.
3. В. С. Трофимов. ФГВ, 1981, 17, 5, 93.
4. В. С. Трофимов. ФГВ, 1983, 19, 4, 150.
5. И. М. Воскобойников, А. Н. Афанасенков, В. М. Богомолов. ФГВ, 1967, 3, 4, 585.
6. А. Н. Дремин, С. А. Колдунов.— В кн.: Взрывное дело, № 63/20. М.: Недра, 1967.
7. В. С. Трофимов, Г. П. Трофимова. ФГВ, 1980, 16, 2, 92.
8. Ю. М. Балинец, И. А. Карлухин. ФГВ, 1981, 17, 1, 103.
9. Ю. Я. Максимов, В. Ф. Сапронович.— В кн.: Горение и взрыв. М.: Наука, 1975.

Поступила в редакцию 11/XI 1985,
после доработки — 14/III 1986

УДК 534.16 : 539.374

УПРУГОПЛАСТИЧЕСКОЕ ДЕФОРМИРОВАНИЕ МЕТАЛЛОВ ВОЛНАМИ НАПРЯЖЕНИЙ И ЭВОЛЮЦИЯ ДЕФЕКТНОЙ СТРУКТУРЫ

П. В. Макаров
(Томск)

Успехи, связанные с экспериментальным изучением ударных волн в металлах [1—5], позволили выявить ряд особенностей их упругопластического деформирования. Это прежде всего: релаксация сдвиговых напряжений, деформационное упрочнение, эффекты кратковременного разупрочнения материала за ударным фронтом и последующего восстановления прочностных свойств, наличие упругих предвестников в догрузочных волнах, специфическое размытие волн разгрузки. Любая модель, претендующая на сколько-нибудь полное описание поведения металлов при деформировании их волнами напряжений, должна описывать эти эффекты, формирующие наблюдаемую в экспериментах структуру волновых фронтов.

В настоящей работе предложена релаксационная модель, основанная на рассмотрении физических механизмов пластического деформирования. Она позволяет проследить развитие и эволюцию дефектной структуры в процессе нагружения материала волнами напряжений.

Элементарными носителями пластической деформации являются дефекты (дислокации и дисклинации) и фрагменты структуры (ячейки, блоки, зерна). В модели учтено: 1) наличие пластических поворотов;

2) распределение подвижных дефектов по величинам стартовых напряжений; 3) локальный разогрев плоскостей скольжения и последующее их остывание.

Согласно представлениям о структурных уровнях деформации [6] для учета пластических поворотов введены в рассмотрение три структурных уровня: 1) дислокационно-дисклинационный континуум, 2) фрагменты структуры — носители поворотов, 3) макроскопический уровень — макроскопическая частица среды, содержащая достаточно большое число фрагментов, весь образец в целом.

На уровне фрагментов структуры, осуществляющих повороты (таких структурных уровней может быть несколько), тензоры силовых и моментных напряжений несимметричны, пластические составляющие также несимметричны тензоров скоростей деформации и изгиба-кручения заданы через плотности движущихся дислокаций и дисклинаций. В силу хаотичности распределения фрагментов структуры в поликристалле в макроскопической частице моментные напряжения отсутствуют, а тензоры силовых напряжений и деформаций симметричны. В пластических же составляющих скоростей деформаций учтен вклад поворотных мод, приведенных со второго структурного уровня.

В развиваемом подходе принципиально важно, что все соотношения записаны в скоростях, а пластическая деформация рассматривается как релаксационный процесс, в котором приращения силовых и моментных напряжений пропорциональны приращениям полных тензоров деформации и изгиба-кручения и релаксируют по мере развития их пластических составляющих (согласно заданной кинетике, описывающей эволюцию дефектной структуры, или некоторым феноменологическим соотношениям).

На уровне фрагментов структуры происходят перемещение и поворот самого фрагмента структуры как целого. С другой стороны, сам фрагмент претерпевает упругопластическую деформацию, в том числе и так называемую аккомодационную (подстроечную) [6, 7], необходимую для обеспечения сплошности материала. Элементарными носителями деформации на этом уровне (микроскопическом) являются дефекты структуры: дислокационно-дисклинационный континуум.

Наличие пластических поворотов на уровне фрагментов структуры приводит к необходимости рассмотрения как силовых, так и моментных напряжений. В основу модели положены уравнения несимметричной упругости [8, 9], которые обобщены на случай упругопластического деформирования. Система дифференциальных уравнений движения с учетом моментных напряжений имеет вид [8]

$$\sigma_{ji,j} = \rho \ddot{u}_i = \rho \cdot \partial v_i / \partial t, \quad v_i = \dot{u}_i, \quad (1)$$

$$\varepsilon_{ik} \sigma_{jk} + \mu_{ji,j} = \rho J \ddot{\omega}_i = \rho J \cdot \partial w_i / \partial t, \quad w_i = \dot{\omega}_i.$$

Здесь σ_{ij} — компоненты тензора силовых напряжений, причем $\sigma_{ij} \neq \sigma_{ji}$; μ_{ij} — компоненты тензора силовых напряжений; J — момент инерции частиц среды; ε_{ijk} — тензор Леви — Чивиты.

В среде с поворотами тензор полной деформации γ_{ik} несимметричен и выражается через симметричный тензор деформации e_{ik} и повороты [8, 9]

$$\gamma_{ik} = e_{ik} - (\omega_l - \Omega_l) \varepsilon_{lik}, \quad \gamma_{ki} = \gamma_{ik}, \quad (2)$$

$$\kappa_{ij} = \omega_{j,i},$$

где κ_{ij} — компоненты тензора изгиба-кручения (кривизны); $e_{ik} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x^k} + \frac{\partial u_k}{\partial x^i} \right)$; $\varepsilon_{\alpha\beta\gamma} = -\frac{1}{2} \frac{\partial u_\alpha}{\partial x^\beta} \varepsilon_{\alpha\beta\gamma}$; ω_l — компоненты вектора поворота материальной частицы относительно окружающей среды.

Запишем определяющие уравнения несимметричной упругости [8]

$$\begin{aligned}\sigma_{ij} &= (\mu + \alpha)\gamma_{ij} + (\mu - \alpha)\gamma_{ji} + \lambda\gamma_{kk}\delta_{ij}, \\ \mu_{ij} &= (\gamma + \varepsilon)\kappa_{ij} + (\gamma - \varepsilon)\kappa_{ji} - \beta\kappa_{kk}\delta_{ij},\end{aligned}\quad (3)$$

λ , μ , α , ε , β , γ — упругие модули, причем λ и μ — коэффициенты Лямэ в симметричной теории. Чтобы описать процесс упругопластической деформации, определяющие уравнения необходимо записать в скоростях.

Предполагаем, что полные тензоры скоростей деформаций и изгиба-кращения есть суммы тензоров упругой и пластической составляющих:

$$\dot{\gamma}_{ij}^T = \dot{\gamma}_{ij}^e + \dot{\gamma}_{ij}^p, \quad \dot{\kappa}_{ij}^T = \dot{\kappa}_{ij}^e + \dot{\kappa}_{ij}^p. \quad (4)$$

Здесь индексы T , e , p означают компоненты полного тензора, упругие и пластические составляющие полных тензоров. Теперь можно записать:

$$\begin{aligned}\dot{\sigma}_{ij} &= (\mu + \alpha)(\dot{\gamma}_{ij}^T - \dot{\gamma}_{ij}^p) + (\mu - \alpha)(\dot{\gamma}_{ji}^T - \dot{\gamma}_{ji}^p) + \lambda(\dot{\gamma}_{kk}^T - \dot{\gamma}_{kk}^p), \\ \dot{\mu}_{ij} &= (\gamma + \varepsilon)(\dot{\kappa}_{ij}^T - \dot{\kappa}_{ij}^p) + (\gamma - \varepsilon)(\dot{\kappa}_{ji}^T - \dot{\kappa}_{ji}^p) + \lambda(\dot{\kappa}_{kk}^T - \dot{\kappa}_{kk}^p).\end{aligned}\quad (5)$$

Для замыкания системы уравнений (1), (2), (4), (5) необходимо задать скорости пластических сдвигов $\dot{\gamma}_{ij}^p$ и поворотов $\dot{\kappa}_{ij}^p$. Это можно сделать разными способами, например в соответствии с некоторой феноменологической теорией. На микроскопическом уровне пластическую деформацию с поворотами необходимо рассматривать в рамках дислокационно-дисклинационных представлений [7, 10, 11].

В рассмотрении вводятся тензоры плотности дислокаций α_{ij} и дисклинаций θ_{ij} , которые должны удовлетворять определенным условиям совместности:

$$\begin{aligned}\alpha_{ij} &= \varepsilon_{imn}\gamma_{nj,m}^p + \delta_{ij}\kappa_{mn}^p - \kappa_{ni}^p, \quad \theta_{ij} = \varepsilon_{imn}\kappa_{nj,m}^p, \\ \theta_{ij,i} &= 0, \quad \alpha_{ij,i} = \varepsilon_{jmn}\theta_{mn}.\end{aligned}\quad (6)$$

Последнее уравнение в (6) означает наличие дисклинационных стоков (источников) дислокаций. Так как модель сформулирована в приращенных, т. е. заданы скорости пластических поворотов и сдвигов, то от тензоров плотностей дислокаций и дисклинаций необходимо перейти к тензорам потоков дислокаций и дисклинаций.

Для частного случая непрерывно распределенных петель дефектов введем тензоры плотности петель дислокаций ξ_{ij} и дисклинаций ζ_{ij} и соответственно тензоры потока дислокаций S_{kl} и дисклинаций I_{kl} . Тогда, согласно [10, 11], можно записать уравнение

$$\dot{\gamma}_{kl}^p = -\frac{1}{2}\xi_{kl}, \quad \dot{\kappa}_{kl}^p = -\zeta_{kl} - \frac{1}{2}\varepsilon_{pql}\xi_{pq,k}, \quad (7)$$

которое необходимо продифференцировать по времени и перейти к потокам

$$\dot{\dot{\gamma}}_{kl}^p = -\frac{1}{2}\dot{\xi}_{kl,0}, \quad \dot{\dot{\kappa}}_{kl}^p = -\dot{\zeta}_{kl,0} - \frac{1}{2}\varepsilon_{pql}\dot{\xi}_{pq,k,0}. \quad (8)$$

Здесь $\dot{\xi}_{kl,0} = \varepsilon_{kpq}S_{ql,p}$; $\dot{\zeta}_{kl,0} = \varepsilon_{kpq}I_{ql,p}$; $\frac{\partial}{\partial t}\xi_{kl} = \dot{\xi}_{kl,0}$.

Таким образом, тензоры скоростей пластического сдвига и изгиба-кращения выражены через потоки дислокаций и дисклинаций. Можно также записать тензоры скоростей пластических деформаций и изгиба-кращения через плотности дислокаций и дисклинаций, как это сделано в [12]. Строгое рассмотрение кинетики дислокационно-дисклинационного континуума в настоящее время не представляется возможным.

В силу хаотичности поворотов фрагментов структуры на уровне микроскопической частицы, объединяющей несколько фрагментов (например, 100), суммарный момент равен нулю. Теория становится симметричной, однако каждый фрагмент структуры, поворачиваясь на некото-

рый угол и перемещаясь как целое, претерпевает пластическую деформацию, включая и аккомодационную. Этот фрагмент структуры на микроскопическом уровне следует рассматривать как элементарный носитель пластической деформации, в том числе и пластических поворотов. Следовательно, в выражении для скорости пластических сдвигов необходимо учесть вклад пластических поворотов. Это можно сделать разными способами.

Рассмотрим случай плоской одномерной деформации. Введем в модель два времени релаксации, связанных с трансляционным скольжением и с пластическими поворотами. Согласно уравнениям (2), полная скорость пластического сдвига

$$\dot{\gamma}^p = \dot{\gamma}_{\text{пов}}^p + \dot{\gamma}_{\text{тр}}^p, \quad \dot{\gamma}^T = \frac{1}{2} (\dot{\gamma}_1^p - \dot{\gamma}_2^p), \quad \dot{\gamma}_2^T = \dot{\gamma}_3^T = 0. \quad (9)$$

Определяющее уравнение для главного сдвига $\tau = 0,5 \cdot (\sigma_1 - \sigma_2)$ примет вид

$$\dot{\tau} = \mu (\dot{\gamma}_1^T - 2 \dot{\gamma}^p). \quad (10)$$

Пусть скорость трансляционной составляющей пластического сдвига пропорциональна напряжению сдвига τ , а скорость поворотной составляющей $\dot{\gamma}_{\text{пов}}^p$ — главному моментному напряжению M с некоторыми характерными временами релаксации t_1 и t_2 соответственно:

$$\dot{\gamma}_{\text{тр}}^p = \frac{\tau - \tau_0'}{2\mu t_1}, \quad \dot{\gamma}_{\text{пов}}^p = \frac{M - M_0'}{2\gamma t_2}. \quad (11)$$

Подстановка (11) в (10) с учетом (9) дает

$$\dot{\tau} = \mu \left(\dot{\gamma}_1^T - \frac{\tau - \tau_0'}{\mu t_1} - \frac{M - M_0'}{\gamma t_2} \right), \quad (12)$$

где τ_0' и M_0' — значения силовых и моментных напряжений деформированного материала, учитывающие упрочнение (разупрочнение). Силовые и моментные напряжения релаксируют до τ_0' и M_0' . В общем случае $t_1 = f_1(\tau, \gamma^p)$, а $t_2 = f_2(M, \gamma^p)$.

Легко видеть из (12), что сдвиговое напряжение в макрочастице будет релаксировать также за счет развития моментных напряжений на уровне элементарных носителей пластической деформации — фрагментов структуры. Имеется принципиальная возможность снижения сдвиговых напряжений ниже величины τ_0' (12).

Этот дополнительный механизм позволяет объяснить падение напряжений сдвига за ударным фронтом при сравнительно невысоких ударных напряжениях в несколько гигапаскалей [4], когда локальный разогрев плоскостей скольжения не приводит к разупрочнению материала, так как тепло успевает отводиться от плоскостей скольжения [14]. Теперь временное разупрочнение материала можно связать с наличием пластических поворотов и более медленной релаксацией моментных напряжений. При достижении моментными напряжениями в процессе релаксации величины M_0' (12) материал может проявлять упругую реакцию при догрузке, так как сдвиговое напряжение τ оказалось меньше напряжения течения τ_0' .

Изложенный подход включает в модель два времени релаксации для силовых и моментных напряжений, связанных с существенно различными микроскопическими механизмами. Так как с ростом степени пластической деформации плотность дефектов достигает предельного значения, а дальнейшее деформирование связано с формированием новых каналов диссипации, т. е. с развитием фрагментированной структуры и пластическими поворотами, феноменологическое описание деформационного упрочнения рассматривается по типу фазового перехода (например,

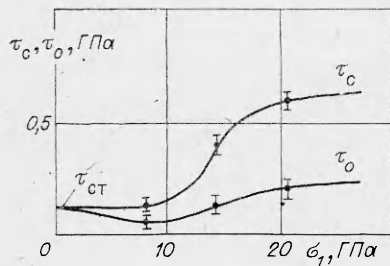


Рис. 1. Зависимости деформационного упрочнения τ_c и кратковременного разупрочнения τ_0 для сплава Al 6061-T6 от интенсивности волны напряжений σ_1 (точки — эксперименты [4]).

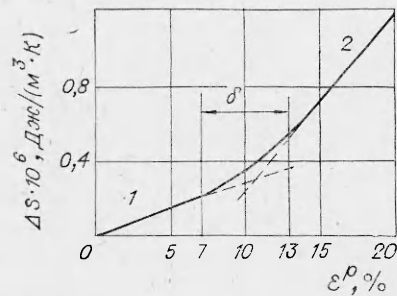


Рис. 2. Расчет производства энтропии при деформировании сплава Al 6061-T6 волнами напряжений (δ — область формирования диссипативной структуры).

от равномерного распределения дефектов через клубковую структуру к ячейстой). В области сосуществования двух фаз вклад в упрочнение каждой фазы меняется, как плотность вероятности ее существования (от 0 до 1 или от 1 до 0). С позиций неравновесной термодинамики этот переходный процесс есть процесс формирования диссипативной структуры в ходе пластической деформации [13]. Напряжение τ_c , учитывающее деформационное упрочнение для материалов, в которых формируется ячейстая структура, можно записать в виде

$$\tau_c = \tau_{ст} = (1 - f) A \mu b \sqrt{N} + f B \sqrt{\gamma^p - \gamma_1^p} = \tau_{ст} + \Delta \tau.$$

При $\gamma^p \leq 0,05$ $f \approx 0$, при $\gamma^p \geq 0,12$ $f \approx 1$, если $0,05 < \gamma^p < 0,12$, то

$$f = \int_{0,05}^{\gamma^p} \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{\gamma^p - \gamma_M^p}{2\sigma^2}\right) d\gamma^p \quad (\sigma = 0,014 \text{ — дисперсия, } \gamma_M^p = 0,085 \text{ — медиана}).$$

На стадии сформировавшейся ячейстой структуры $\Delta \tau \approx B \sqrt{N^\pm}$, где N^\pm — локальная избыточная плотность дислокаций одного знака. В силу сложности задания N^\pm в первом приближении можно положить $\Delta \tau \approx B \sqrt{\gamma^p - \gamma_1^p}$ ($\gamma_1^p = 0,05$ соответствует началу формирования ячеек). Все числовые данные приведены для ударного нагружения сплава Al 6061-T6 [4] (рис. 1). Производство энтропии ΔS , иллюстрирующее переход на новую термодинамическую ветвь [13], приведено на рис. 2, переход от равновесной термодинамической ветви 1, соответствующей равномерному распределению дислокаций, к ветви 2, соответствующей сформировавшейся диссипативной ячейстой структуре, осуществляется при интенсивностях ударной волны 8—15 ГПа или при степенях пластической деформации 7—14%. Расчеты выполнены в предположении, что вся работа на пластических деформациях обращается в тепло.

Локализация деформации и разогрев плоскостей скольжения приводят к значительной, но кратковременной потере прочности материала. Последующее остывание плоскостей скольжения за счет теплопроводности ведет к восстановлению прочностных свойств [4, 14]. Эти эффекты введены в модель в виде следующей зависимости:

$$\tau'_0 = \tau_c - \Delta \tau_p, \quad \tau_0 = \tau_c - \Delta \tau_p \text{ при } v_B = 0, \quad (13)$$

$$\Delta \tau_p = \sum_{i=N_k}^N \left\{ \frac{4}{3} \frac{\alpha^* \tau_i \dot{\gamma}_i^p}{8/3 \sum_k \tau_k \dot{\gamma}_k^p \Delta t_k} - v_B \right\} \Delta t_i.$$

Первое слагаемое в (13) дает разупрочнение материала, второе — восстановление прочности. Зависимость (13), где идет суммирование по вре-

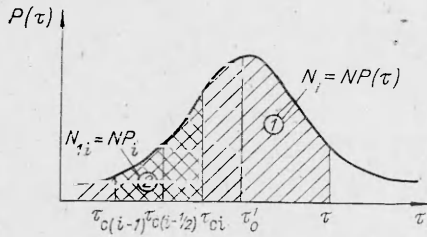


Рис. 3. Распределение подвижных дислокаций по величине стартовых напряжений τ_{c_i} .

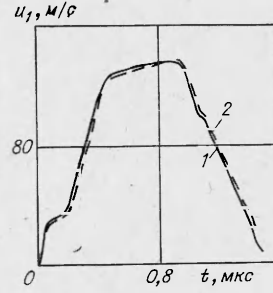


Рис. 4. Расчетный (1) и экспериментальный (2) [16], профили в сплаве Al 6061-T6; $\sigma_1 = 1,1$ ГПа.

мени с шагом Δt_i , следует из предположения, что разрушение $\Delta \tau_p$ пропорционально корню квадратному из работы тензора напряжений на пластических деформациях

$$\Delta \tau_p = \tau_c - \tau_0 \approx \alpha^* (W^p)^{1/2} \text{ при } v_B = 0, \quad dW^p = 2\tau d\gamma^p = 8/3 \cdot \tau d\gamma^p.$$

Восстановление прочностных свойств идет с некоторой постоянной скоростью v_B . Для Al 6061-T6 $v_B \approx 0,05 \div 0,2$ ГПа/мкс и зависит от степени локализации деформации. Расчеты показали, что согласовать верхнюю часть расчетных волновых профилей с экспериментальными [3] без учета разрушения невозможно. При $\sigma_1 = 3,7$ ГПа непосредственно за фронтом $\tau_0 \approx 0,6 \tau_{ct}$, а при $\sigma_1 = 8$ ГПа материал оказывается разрушенным приблизительно в 2,5 раза ($\tau_0 \approx 0,4 \tau_{ct}$) по сравнению с исходным состоянием τ_{ct} , что хорошо согласуется с экспериментальными данными [4] (см. рис. 1).

Если в выражении (9) $\dot{\gamma}_{tr}^p$ задать через плотности подвижных дефектов N аналогично [15] ($\dot{\gamma}_{tr}^p = dbNv$, b — модуль вектора Бюргера, g — ориентационный множитель), то распределение дефектов по величинам стартовых напряжений можно учесть через зависимость скорости дефектов от сдвигового напряжения $v = v(\tau)$. Пусть для напряжений старта τ_{c_i} i -й фракции дефектов справедлив нормальный закон распределения (рис. 3). Среднее в законе распределения есть переменная величина τ'_0 , учитывающая упрочнение и разрушение материала. Дисперсия δ — возрастающая функция степени пластической деформации. При сдвиговом напряжении τ подвижными будут все дислокации, соответствующие заштрихованной области 1 на рис. 3. Их число равно $N_i = NP_i(\tau)$, причем каждая фракция дислокаций $N_{i-1} = NP_{i-1}(\tau)$ движется под действием разности напряжений $(\tau - \tau_{c(i-1/2)})$ со скоростью, определенной конкретным видом зависимости $v(\tau_0, \tau)$. Причем скорость фракции i будет тем больше, чем больше разница напряжений $(\tau - \tau_{c(i-1/2)})$. Уравнения модели в [15], задающие дислокационную кинетику, теперь необходимо дополнить следующим образом. В выражении для скорости дислокаций $v = v(\tau_0, \tau)$ следует писать

$$v_i = v_i(\tau, \tau'_0, \tau_{c_i}) = v(\tau'_0, \tau - \tau_{c(i-1/2)}), \quad v_i = 0 \text{ при } \tau \leq \tau_{c_i},$$

$$\dot{\gamma}^p = \sum_i \Delta \dot{\gamma}_i^p, \quad \Delta \dot{\gamma}_i^p = dbN_{i-1}v_i, \quad N_{i-1} = NP_{i-1}(\tau),$$

$$P_i(\tau) = \int_{\tau_{i-1}}^{\tau_i} \frac{1}{\delta \sqrt{2\pi}} \exp \left[-\frac{(\tau - \tau'_0)^2}{2\delta^2} \right] d\tau, \quad \tau_{c(i-1/2)} = 1/2 \cdot (\tau_{c_i} + \tau_{c(i-1)}),$$

$$\tau'_0 = \tau_{ct} + (1 - f) A \mu b \sqrt{N} + fB \sqrt{\gamma^p - \tau_1^p} - \Delta \tau_p, \quad \delta = \delta(\gamma^p).$$

Остальные уравнения остаются без изменения. Такой подход позволяет хорошо описать характерные размытые профили догрузочных упругих предвестников и воли разгрузки (рис. 4).

Таким образом, предложена модель упругопластического деформирования металлов в волнах напряжений, основанная на представлениях о структурных уровнях деформации [6]. На микроскопическом уровне пластическая деформация с поворотами рассмотрена в рамках дислокационно-дисклинационных представлений [7, 10—12]. На макроскопическом уровне учтен вклад фрагментов структуры в скорость пластических сдвигов. Для случая одномерной деформации в плоских ударных волнах рассмотрен вариант модели с двумя временами релаксации.

Процесс локализации деформации, ведущий к эффекту кратковременного разупрочнения материала во фронте волны нагружения, описан в виде зависимости напряжения течения от работы сдвиговых напряжений на пластических деформациях. Показано, что частично разупрочнение материала может быть обусловлено релаксацией напряжений за счет развития поворотов фрагментов структуры.

На примере развития ячеистой структуры в сплаве Al 6061-T6 учтен вклад в упрочнение фрагментов структуры, формирующихся в процессе развития пластической деформации.

Формирование ячеистой структуры через клубковую из первоначально равномерно распределенных по объему дефектов обусловлено необходимостью создания новых, более эффективных каналов диссипации энергии при пластическом деформировании, когда исчерпаны другие способы диссипации энергии, связанные с движением индивидуальных дефектов, плотность которых приблизилась к предельной. Этот процесс является примером самоорганизации в ходе пластического деформирования, при которой осуществляется переход к кооперативному движению дефектов и происходит формирование диссипативных структур. Описание таких явлений возможно только с позиций неравновесной термодинамики [13, 17]. Показано, что производство энтропии в области формирования ячеистой структуры существенно возрастает и происходит переход на новую термодинамическую ветвь.

Учет распределения дислокаций по величинам стартовых напряжений реализуется в процессе численного построения определяющего уравнения при описании упругопластического деформирования материала в волнах напряжений. Такой подход обусловлен принципиальными трудностями построения в явном виде уравнения типа $\dot{\gamma}^p = \varphi(\gamma^p, \tau, t, \tau_c(\gamma^p, \tau))$, где τ_c — случайная величина.

Автор выражает благодарность Л. В. Альтшулеру за помощь в работе и ценные замечания, сделанные при обсуждении результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ударные волны и явления высокоскоростной деформации металлов/Под ред. М. А. Мейерса и Л. Е. Мурра. Пер. с англ. М.: Металлургия, 1984.
2. А. М. Молодец, А. Н. Дремин. ФГВ, 1983, 19, 5, 154.
3. J. N. Jonson, L. M. Barker. J. Appl. Phys., 1969, 40, 11, 4321.
4. J. R. Asay, L. C. Chhabildas.— In: Shock Waves and High-Strain-rate Phenomena in Metals. N. Y., 1981.
5. H. E. Reed.— In: Metallurgical Effects at High Strain Rates. N. Y.— L., 1973.
6. В. Е. Панин, В. А. Лихачев, Ю. В. Гриняев. Структурные уровни деформации твердых тел. Новосибирск: Наука, 1985.
7. А. Н. Вергазов, Н. Ю. Золотаревский, В. В. Рыбин.— В кн.: Экспериментальное исследование и теоретическое описание дислокаций. Л., 1984.
8. В. Повацкий. Теория упругости. М.: Мир, 1975.
9. Е. В. Кувшинский, Э. Л. Аэро. ФТТ, 1963, 5, 5, 2591.
10. В. А. Лихачев, Р. Ю. Хайров. Введение в теорию дисклинаций. Л.: Изд-во ЛГУ, 1975.
11. Р. Де Вит. Континуальная теория дисклинаций. М.: Мир, 1977.
12. А. Е. Волков, В. А. Лихачев.— В кн.: Экспериментальное исследование и теоретическое описание дисклинаций. Л., 1984.
13. Г. Николис, И. Пригожин. Самоорганизация в неравновесных системах. М.: Мир, 1979.
14. D. E. Grady, J. R. Asay. J. Appl. Phys., 1982, 53, 11, 7350.
15. П. В. Макаров, Т. М. Платова, В. А. Скрипняк. ФГВ, 1983, 19, 5, 123.
16. J. Lipkin, J. R. Asay. J. Appl. Phys., 1977, 48, 1, 182.
17. Г. Хаген. Синергетика. М.: Мир, 1980.

Поступила в редакцию 23/IV 1986