

СТРУКТУРА И СВОЙСТВА КОНСТРУКЦИОННЫХ МАТЕРИАЛОВ ДО И ПОСЛЕ ОБЛУЧЕНИЯ

УДК 539

МЕХАНИЗМЫ ЛОКАЛИЗАЦИИ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ В ОБЛУЧЕННЫХ МАТЕРИАЛАХ

Н.В. Камышанченко, В.В. Красильников, В.В. Сирота

г. Белгород, Белгородский государственный университет

И.М. Неклюдов, А.А. Пархоменко

г. Харьков, ННЦ “Харьковский физико-технический институт”

В широкой области температур испытаний радиационное охрупчивание условно разделяется на два температурных интервала:

НТРО – низкотемпературное радиационное охрупчивание, проявляющееся при температурах испытаний до 0,4 температуры плавления,

ВТРО – высокотемпературное радиационное охрупчивание, проявляющееся при температурах выше 0,5 температуры плавления.

В области НТРО охрупчивание сопровождается радиационным упрочнением – повышением предела текучести материалов. В области ВТРО охрупчивание сопровождается, как правило, разупрочнением материалов.

Однако имеется общий момент для обоих явлений, заключающийся в том, что они сопровождаются эффектами локализации пластического течения. В области ВТРО локализация развивается преимущественно по границам зерен и приводит к ускоренному образованию клиновидных трещин. В области НТРО локализация проходит по телу зерна. При этом фактором, непосредственно приводящим к разрушению деформированного облученного материала, является образование локализованных дислокационных зарядов, которые, обладая высокой плотностью дислокаций (n), несут в себе, в соответствии с теорией, зародыш трещины – nb [1]. В связи со всем сказанным выше ясно, что механизмы локализации пластического течения облученных деформированных материалов и являются механизмами НТРО.

Можно предложить следующую классификацию явлений локализации пластического течения в облученных материалах:

1) стационарные диссипативные структуры (дислокационное каналирование);

2) движущиеся фронты локализации деформации (деформация Чернова–Людерса);

3) релаксационные волны Данилова–Зуева.

В работах [2, 3, 4] было показано, что все эти эффекты наблюдаются у материалов с любым типом кристаллической структуры. Это можно объяснить, рассматривая деформируемый материал с позиций синергетики как открытую диссипативную систему, подчиняющуюся универсальным законам эволюции [5]. Рассмотрим последовательно эти эффекты.

1. Стационарные диссипативные структуры (дислокационное каналирование). Электронно-микроскопические исследования деформированных облученных материалов показали, что их микроструктура имеет особенность в виде свободных от радиационных дефектов протяженных каналов шириной порядка нескольких долей микрона [см., например, 2].

В работе [6] предложен новый подход к описанию механизма образования дислокационных каналов на основе рассмотрения коллективных процессов взаимодействия ансамблей дислокаций с радиационными дефектами. При этом на основе экспериментальных фактов полагается, что в облученном деформированном материале дислокации в ансамбле движутся со скоростями, близкими к 0,1 скорости звука, то есть в динамическом режиме. На основе общего кинетического подхода к эволюции ансамбля дислокаций, взаимодействующих с препятствиями, получено выражение для доли дислокаций q , преодолевающих препятст-

вия в режиме дислокационного каналирования.

$$q = \exp\left(-\frac{|v|^{m+1}}{2A|a(m+1)|}\right), \quad (1)$$

где v – начальная скорость дислокаций, проходящих сквозь препятствия, a – ускорение, приобретаемое дислокацией под действием внешней нагрузки; $m < -1$; величина A пропорциональна степени радиационного упрочнения ($A \sim \sigma_{обл.} / \sigma_{исх.}$). При $|v| \rightarrow 0$ эта доля становится бесконечно малой, а при $|v| \rightarrow \infty$ (или возрастании $|a|$) она стремится к единице. Последнее означает, что с увеличением скорости (энергии) дислокации начинают проскакивать препятствия без остановок. Таким образом, в облученных деформированных материалах может наблюдаться эффект резкого возрастания доли дислокаций, преодолевающих препятствия в динамическом режиме. При этом с увеличением степени упрочнения (концентрации дефектов, возникающих под облучением) данный эффект может достигаться при более низких скоростях деформации.

2. Описание фронтов полос Чернова-Людерса. Будем исходить из обычного уравнения баланса для плотности $\rho(\vec{x}, t)$ движущихся дислокаций [7]. С учетом диффузии дислокаций это уравнение принимает вид:

$$\frac{\partial \rho(\vec{x}, t)}{\partial t} + \text{div}(\vec{V}\rho(\vec{x}, t)) - D\nabla^2 \rho(\vec{x}, t) = J(\rho(\vec{x}, t)) \quad (2)$$

где \vec{V} – вектор скорости скольжения дислокаций, D – коэффициент диффузии дислокаций, $J(\rho(\vec{x}, t))$ – функционал плотности дислокаций, определяющийся взаимодействием дислокаций друг с другом.

Скорость скользящих дислокаций V можно было бы представить состоящей из трех частей:

$V = V_{ext} + m(f_{int} + f_{cor})$, где V_{ext} – скорость, обусловленная внешней нагрузкой, m – подвижность дислокаций, f_{int} – сила внутренних напряжений, вызываемая, например, дислокационными зарядами, для которой

можно предложить следующую приближенную формулу:

$$f_{int} \approx bK_0\rho(x, t), \quad (3)$$

где $K_0 = \int K(x-x', t-t') dx' dt'$,

$K(x-x', t-t')$ – функция, обусловленная нелокальным взаимодействием дислокаций и потоков дислокаций, также зависящих от их плотности, и определяемая функцией Грина упругой задачи.

Для f_{cor} – корреляционной силы, возникающей за счет взаимного расположения дислокаций, используем выражение (см. [7]):

$$f_{cor} = A_1 \frac{\partial \rho}{\partial x}, \quad (4)$$

где $A_1 = \frac{Gb^2}{4\pi\rho_0}$, G – модуль сдвига, ρ_0 – не-

которая средняя стационарная плотность дислокаций.

Подставляя выражения для сил в уравнение (2) и пренебрегая правой его частью ($J(\rho) \approx 0$ (аргументацию см. в [8])), получаем основное уравнение предлагаемой нами модели:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(V_{ext}\rho + mbK_0\rho^2 + (m\frac{Gb^2}{4\pi\rho_0} - D)\frac{\partial \rho}{\partial x}) = 0 \quad (5)$$

Решение уравнения (5) будем искать в виде:

$$\rho(x, t) = \rho_0 + \rho_1(x, t), \quad (6)$$

где $\rho_1(x, t)$ – флуктуация плотности дислокаций около средней стационарной плотности ρ_0 дислокаций.

Для флуктуации плотности $\rho_1(x, t)$ дислокаций уравнение (5) можно привести к известному уравнению Бюргера:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial x} = -\delta \frac{\partial^2 \rho_1}{\partial x^2}, \quad (7)$$

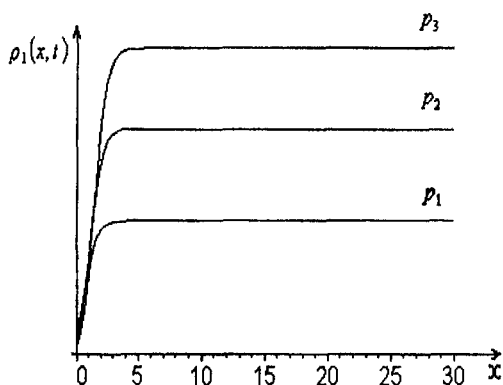
где

$$\delta = \frac{1}{2K_0 b} \left(\frac{Gb^2}{4\pi} - \frac{D}{m} \right). \quad (8)$$

Стационарное решение уравнения (7), как хорошо известно, имеет следующий вид:

$$\rho(x,t) = a\delta(1 + th\frac{1}{2}(ax - a^2t\delta)), \quad (9)$$

где a – постоянная, определяемая граничными условиями, в частности при условии, что при $x - at\delta \rightarrow -\infty$, $\rho_1(x,t) \rightarrow 0$. Это решение соответствует краю полосы Чернова–Людерса, то есть области резкого ступенчатого перехода от некоторого значения плотности дислокаций к другому ее значению.



Р и с. 1. Зависимость высоты ступеньки от дозы облучения.

Анализ влияния облучения показал [6]: с увеличением дозы облучения параметр δ будет увеличиваться, что приведет к увеличению высоты ступеньки. Это качественно иллюстрирует рис.1, на котором изображены три графика, соответствующих решению (9), для трех значений дозы облучения $P_1 < P_2 < P_3$.

Учитывая, что возникновение члена $\rho_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial x}$, играющего главенствующую роль, обязано внутренним напряжениям, создаваемым дислокациями [7], можно сделать вывод, что рост высоты ступеньки Чернова–Людерса, а следовательно, и увеличение локализации пластического течения под облучением, связано в первую очередь именно с этим фактором.

3. «Релаксационные волны» Данилова–Зуева. Следуя установившейся традиции, будем описывать распределение дислокаций с помощью локальной плотности $\rho(\vec{r}, t)$, являющейся функцией положения \vec{r} и времени t . Последняя подчиняется фено-

менологическому эволюционному уравнению баланса:

$$\frac{\partial \rho(\vec{r}, t)}{\partial t} + \text{div}(\vec{v}(\vec{r}, t)\rho(\vec{r}, t) - \vec{j}_D(\vec{r}, t)) = I(\rho(\vec{r}, t)), \quad (10)$$

где $\vec{v}(\vec{r}, t)$ – средняя скорость скольжения дислокаций, $\vec{j}_D(\vec{r}, t)$ – диффузионный поток дислокаций, учитывающий стохастический характер их движения; $I(\rho(\vec{r}, t))$ – «интеграл столкновений» дислокаций, зависящий от их взаимодействия и являющийся, вообще говоря, нелинейной функцией плотности $\rho(\vec{r}, t)$.

Средняя скорость скольжения обусловлена различными факторами и может быть представлена суммой слагаемых:

$$\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}_{\text{int}} + \vec{v}_{\text{cor}}, \quad (11)$$

где v_0 создается приложенной к образцу внешней нагрузкой:

$$\vec{v}_0 = \hat{m} \hat{\sigma}_{\text{ext}} \vec{b}, \quad (12)$$

\hat{m} – тензор подвижности дислокаций, $\hat{\sigma}_{\text{ext}}$ – тензор напряжений, создаваемый внешней нагрузкой, \vec{b} – вектор Бюргерса; \vec{v}_{int} – обусловлена внутренними напряжениями $\hat{\sigma}_{\text{int}}$:

$$\vec{v}_{\text{int}} = \hat{m} \hat{\sigma}_{\text{int}} \vec{b}; \quad (13)$$

\vec{v}_{cor} – следствие наличия корреляционных сил \vec{f}_{cor} , действующих между дислокациями:

$$\vec{v}_{\text{cor}} = \hat{m} \vec{f}_{\text{cor}}, \quad \vec{f}_{\text{cor}} = A_1 \nabla \rho + A_2 \Delta \rho,$$

$$A_1 = \frac{Gb^2}{4\pi\rho_0}, \quad A_2 = \frac{b\sigma_{\text{ext}}L}{8\pi\rho_0^2}, \quad (14)$$

где ∇ – оператор набла, Δ – лапласиан, ρ_0 – средняя стационарная плотность дислокаций, G – модуль сдвига, b – величина вектора Бюргерса, L – средняя длина релаксации дислокационного ансамбля [9].

Если функциональная зависимость скорости дислокаций от $\rho(\vec{r}, t)$, определяемая формулой (14), ранее рассматривалась в работах (см., например, [7, 9]), то вопрос о том, какова эта зависимость для \vec{v}_{int} , даваемая (13), требует объяснения. Здесь мы предполагаем использовать результаты теории упругости. Известно, что тензор внут-

ренних напряжений может быть представлен в виде

$$\hat{\sigma}_{int} = \int K(\vec{r} - \vec{r}', t - t') \rho(\vec{r}', t') d\vec{r}' dt', \quad (15)$$

где $\hat{K}(\vec{r} - \vec{r}', t - t')$ – тензорная функция Грина упругой задачи кристалла. В приближении слабой неоднородности (малых градиентов) в предлагаемой модели будем считать, что

$$\hat{\sigma}_{int} = \hat{K}_0 \rho(\vec{r}', t'), \quad (16)$$

где $\hat{K}_0 = \int \hat{K}(\vec{r} - \vec{r}', t - t') d\vec{r}' dt'$.

Диффузионный поток $\vec{j}_D(\vec{r}, t)$ определяется обычным образом

$$\vec{j}_D = -D \nabla \rho(\vec{r}, t), \quad (17)$$

где D – «коэффициент диффузии» дислокаций.

«Интеграл столкновений» $I(\rho(\vec{r}, t))$ представляем в виде:

$$I(\rho(\vec{r}, t)) = k_1 - k_2 \rho^2, \quad (18)$$

где k_1 характеризует скорость производства дислокаций, k_2 отвечает за взаимодействие дислокаций, в частности, за процессы их аннигиляции.

Поведение и распределение дислокаций будем изучать вблизи стационарного значения дислокационной плотности ρ_0 . Поэтому положим:

$$\rho(\vec{r}, t) = \rho_0 + \rho_1(\vec{r}, t) \quad (19)$$

Для $\rho_1(\vec{r}, t)$ из уравнения (1) в приближении слабой неоднородности следует (оставляем только главные нелинейные члены):

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \vec{v}_1 \nabla \rho_1 + 2 \rho_0^{-1} \vec{v}_{int} \rho_1 \nabla \rho_1 + \rho_0 \operatorname{div}((\hat{m} A_1 - D) \nabla \rho_0 + \hat{m} A_2 \nabla \Delta \rho_1) = -k_2 (2 \rho_0 \rho_1 + \rho_1^2),$$

$$\text{где } \rho_0 = \sqrt{k_1/k_2}, \quad \vec{v}_1 = \vec{v}_0 + 2 \vec{v}_{int}, \\ \vec{v}_{int} = \hat{m} \vec{\sigma}_{int} \vec{b}, \quad \vec{\sigma}_{int} = \hat{K}_0 \rho_0. \quad (20)$$

Будем предполагать, что зависимость от \vec{r}, t функции $\rho_1(\vec{r}, t)$ идет через комбинацию $\vec{r} - \vec{v}_1 t$: $\rho_1 = \rho_1(\vec{r} - \vec{v}_1 t)$. В этом случае с помощью замены переменной $\vec{r} \rightarrow \vec{r} - \vec{v}_1 t$, то есть переходя в систему координат, дви-

жущуюся со скоростью \vec{v}_1 , из уравнения (20) можно убрать член $\vec{v}_1 \nabla \rho_1$:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + 2 \rho_0^{-1} \vec{v}_{int} \rho_1 \nabla \rho_1 + \rho_0 \operatorname{div}((\hat{m} A_1 - D) * \nabla \rho_0 + \hat{m} A_2 \nabla \Delta \rho_1) = -k_2 (2 \rho_0 \rho_1 + \rho_1^2). \quad (21)$$

Предполагая, что скольжение дислокаций происходит в одном направлении (вдоль оси x) в плоскости скольжения, будем решать одномерную задачу эволюции дислокаций и перепишем уравнение (21) в виде:

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + 2 \rho_0^{-1} \vec{v}_{int} \rho_1 \frac{\partial \rho_1}{\partial x} + \rho_0 ((\hat{m} A_1 - D) \frac{\partial^2 \rho_1}{\partial x^2} + \hat{m} A_2 \frac{\partial^4 \rho_1}{\partial x^4}) = -k_2 \rho_0 (2 \rho_1 + \rho_0^{-1} \rho_1^2), \quad (22)$$

где $\vec{v}_{int} = m \vec{\sigma}_{int} b$ ($m, \vec{\sigma}_{int}, b$ здесь являются скалярными величинами).

Для поиска численного решения уравнения (22) удобно сделать следующую замену переменных

$$u \rightarrow \frac{\alpha}{\gamma b} \left(\frac{\alpha}{\beta}\right)^{1/2} u, \quad x \rightarrow \frac{1}{b} \left(\frac{\beta}{\alpha}\right)^{1/2} x, \\ t \rightarrow \frac{\beta \gamma^2}{\alpha^2} t, \quad \gamma = 2 m \vec{\sigma}_{int} \quad (23)$$

В результате этой замены в уравнении (22), получим:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} = -\chi_1 u - \chi_2 u^2, \quad (24)$$

$$\text{где } \chi_1 = \frac{2 \chi \gamma \beta b}{\alpha^3} \sqrt{\frac{\beta}{\alpha}}, \quad \chi_2 = \frac{\chi \gamma \beta b}{\alpha^3} \sqrt{\frac{\beta}{\alpha}}.$$

Произведем численные оценки коэффициентов χ_1, χ_2 . Для источника дислокаций k_1 воспользуемся приближенным соотношением $k_1 \approx \frac{\Delta \rho}{\Delta \varepsilon} \dot{\varepsilon}_0$. При этом будем иметь:

$$\chi_1 = 8\pi \frac{\Delta \rho}{\Delta \varepsilon} \frac{\sigma_{ext}}{\rho_0}, \quad \chi_2 = \frac{\Delta \rho}{\Delta \varepsilon} \frac{b}{2\sqrt{\rho_0}} \frac{\sigma_{ext}}{\sigma_{int}} \quad (25)$$

Считая, что $G = 5 \cdot 10^{10}$ (Па), $b = 3 \cdot 10^{-10}$ (м), согласно экспериментальным данным, $\Delta \rho / \Delta \varepsilon \approx 10^2 \div 10^5$ (м⁻²), и полагая $\sigma_{ext} = 2 \cdot 10^8$ (Па), $\rho_0 \approx 10^{12} \div 10^{16}$ (м⁻²), получим оценки для коэффициентов χ_1 и χ_2 :

$$\chi_1 \approx \frac{16}{5} \pi (10^{-12} \div 12^{-9}),$$

$$\chi_2 \approx 3(10^{-15} \div 12^{-10}). \quad (26)$$

Эти оценки показывают, что нелинейность правой части уравнения (24) пренебрежимо мала по сравнению с нелинейностью $u \frac{\partial u}{\partial x}$, стоящей в левой части, и, вообще, правую часть уравнения (24) можно приближенно считать равной нулю. На основании оценок (26) уравнение (24) может быть записано в виде:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial^2 u}{\partial x^2} + \frac{\partial^4 u}{\partial x^4} = 0, \quad (27)$$

являющимся обобщением известного уравнения Курамото–Сивашинского [10].

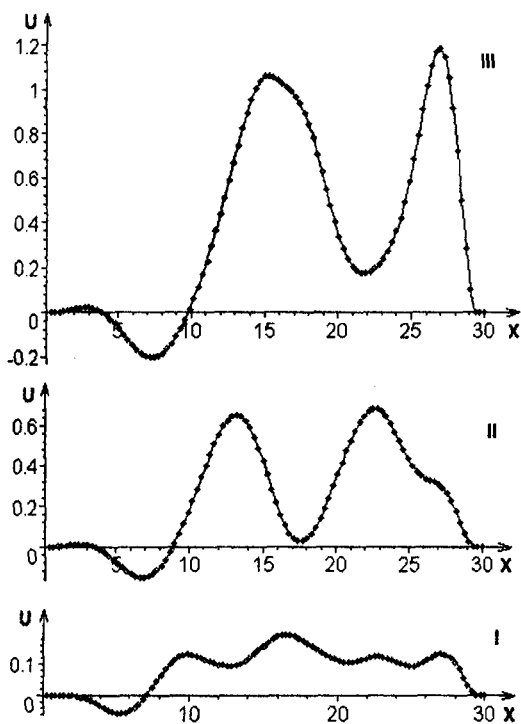


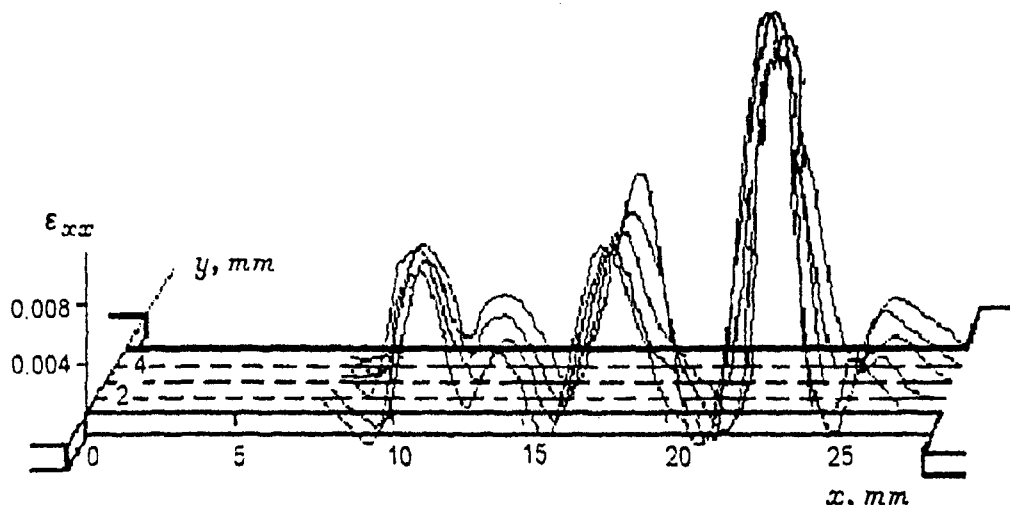
Рис. 2. Графики решения уравнения (27), полученные для промежутка времени $\Delta t = 7,3$.

Для уравнения (27) численно решалась задача Коши с различными начальными условиями для безразмерной функции $u(x,t)$. Результаты численного решения представлены на рис. 2. В начальный момент времени ($t = 0$) задавались значения $u(x,0)$ одного и того же уровня со случайным распределением по x на отрезке $[0; 30]$. Кривая I соответствует уровню $u(x,0) = 0,2$, кривые II и III – уровням $u(x,0) = 0,5$ и $u(x,0) = 1$

соответственно. Кривые I, II и III показывают, как происходит эволюция случайно распределенной по длине образца в начальный момент времени плотности дислокаций. Видно, что в образце через некоторый промежуток времени Δt (в данном случае $\Delta t = 7,3$) формируются пространственно неоднородные квазипериодические дислокационные структуры. Уровень начальной плотности $u(x,0)$ качественно соответствует определенному уровню дозы облучения материала. Как видно из рис. 2, с увеличением дозы облучения локализованные дислокационные структуры формируются быстрее и становятся более рельефными. Для сравнения на рис. 3 приведена картина распределения деформаций по образцу, снятая в эксперименте (см. [4]), на котором изображена типичная картина распределения деформаций по образцу на различных стадиях растяжения. В силу известной связи между величиной деформации ε и плотностью дислокаций $\rho: \varepsilon = \rho b l$ (l – средняя длина пробега дислокаций) из рис. 2 видно, что представленные кривые также отражают волнообразное распределение деформаций по образцу, качественно сходное с распределением, полученным в данном эксперименте.

Выводы. В работе развиты физические модели радиационного охрупчивания на основе описания эффектов локализации деформации в облученных материалах. Предложена классификация этих эффектов путем их разделения на стационарные диссипативные структуры (дислокационное каналирование) и движущиеся фронты локализации (деформация Чернова–Людерса и релаксационные волны Данилова–Зуева).

Показано, что решающую роль в развитии эффектов локализации деформации и радиационного охрупчивания играют упругие дальнедействующие напряжения, вызванные неравномерным распределением при деформации избыточных дислокаций (дислокационные заряды). В свою очередь большую роль в развитии макропластических неоднородностей, приводящих к локализации в «шейке», играет распределение дислокаций в дислокационных зарядах, зависящее от энергии дефектов упаковки дис-



Р и с. 3. Типичная картина распределения деформаций по образцу при растяжении на стадии линейного упрочнения.

локаций. Это находится в соответствии с предложенной в ХФТИ концепцией о существенном влиянии облучения на изменение энергии дефектов упаковки дислокаций.

Показана принципиальная возможность снижения эффектов локализации (охрупчивания) с помощью активизации микроуровня пластической деформации, связанного с термо-активируемыми процессами пластической деформации. При этом все изученные эффекты не зависят от типа кристаллической структуры.

Библиографический список

1. Паршин А.М., Неклюдов И.М., Камышанченко Н.В. и др. Физика радиационных явлений и радиационное материаловедение. – Белгород: Изд-во БелГУ. – 1998.
2. Малыгин Г.А. Самоорганизация дислокаций и локализация скольжения в пластически деформируемых кристаллах // ФТТ. – 1995. – Т.37. – Вып.1. – С. 3.
3. Камышанченко Н.В., Красильников В.В., Неклюдов И.М., Пархоменко А.А. Кинетика дислокационных ансамблей в деформированных облучен-

ных материалах // ФТТ. – 1998. – №9. – Т.40. – С.1631-1634.

4. Баранникова С.А., Зуев Л.Б., Данилов В.И. Кинетика периодических процессов при пластическом течении // ФТТ. – 1999. – Т. 41. – Вып.7. – С. 1222 - 1224.

5. Лихачев В.А., Панин В.Е., Засимчук Е.Э. и др. Кооперативные деформационные процессы и локализация деформации. – Киев: Наук. думка, 1989.

6. Kamyshanchenko N.V., Krasilnikov V.V., Neklyudov I.M., Parkhomenko A.A. Influence of irradiation kinetics with allowance for the dislocation velocity distribution // Journal Nucl. Mater., 271& 272 (1999) 84-86.

7. Малыгин Г.А. Процессы самоорганизации дислокаций и пластичность кристаллов // УФН. – 1999. – Т. 169. – №9. – С.980-1009.

8. Камышанченко Н.В., Красильников В.В., Сирота В.В., Неклюдов И.М., Пархоменко А.А. К вопросу о развитии пластической неустойчивости в облученных материалах // Известия РАН. Металлы. – 2000. – №4. – С.110-113.

9. Ханнанов Ш.Х. Флуктуации плотности дислокаций при пластическом течении кристаллов // ФММ. – 1994. – Т. 78. – Вып. 2. – С. 31-39.

10. Алексеев А.А., Кудряшов Н.А. Препринт 027-88 / МИФИ. – М., 1988.

УДК 539

СИНЕРГЕТИКА И МОДЕЛИ РАЗВИТИЯ ПЛАСТИЧЕСКИХ ДЕФОРМАЦИЙ В ПОЛИКРИСТАЛЛАХ НА МЕЗОУРОВНЕ

В.В. Осташев, О.Д. Шевченко

г. Псков, Псковский политехнический институт (филиал СПбГТУ)

Общие положения. Синергетика, вообще говоря, изучает макроскопические системы, обладающие большим количеством микроскопических степеней свободы и кото-

рые под действием внешних воздействий или внутренних потоков выведены из состояния равновесия настолько, что линейные динамические законы не удовлетворяются.