

Физическая модель взаимодействия зернограничных и решеточных дислокаций

© А.К. Емалетдинов

Уфимский технологический институт,
450014 Уфа, Россия
E-mail: mcs@ufanet.ru

(Поступила в окончательном виде 18 января 1999 г.)

В физической модели зернограничных квазидислокаций изучены процессы поглощения и рождения решеточных дислокаций границами зерен. Найдены и сопоставлены с экспериментом время диссоциации, силовые и энергетические условия зарождения дислокаций.

Границы зерен являются одним из основных дефектов реальных поликристаллических твердых тел, определяющих их механические свойства [1,2]. При деформации ультрамелкозернистых и нанокристаллических материалов в режиме сверхпластичности важными микроскопическими процессами являются поглощение и испускание решеточных дислокаций границами зерен (см., например, [3–6]).

Процесс поглощения существенно зависит от температуры [1,6]. При холодной деформации ($T < T_S \approx (0.5–0.6)T_m$, где T_m — температура плавления) решеточные дислокации, вошедшие в границу зерен, продолжают сохранять свои дальнедействующие поля напряжений и электронно-микроскопический контраст. При горячей деформации ($T > T_S$ — эквивалентной температуры) электронно-микроскопическое изображение дислокаций, вошедших в границу, по истечении времени t_D исчезает (spreading), и их упругие поля релаксируют. Теоретические исследования структуры границ зерен велись путем построения геометрических моделей и проведения атомных расчетов (см., например, [1,6–8]). Были предложены два микромеханизма процесса ”спридинга” [6]: расширение ядра дислокации и ее диссоциация на зернограничные дислокации с вектором Бюргера $b_g = b/n$. Оба механизма опираются на геометрическую модель зернограничных дислокаций (солитонов) [7,8], которым приписываются дальнедействующие поля напряжений, подобные тем, которыми обладают дислокации решетки [9], и определяемые выражением $\sigma_{ij}^{(D)} \sim \mu b/2\pi|\mathbf{r}|$, где $|\mathbf{r}| = \sqrt{x^2 + y^2}$ — длина радиус-вектора от оси дислокации, μ — модуль сдвига.

Зарождение дислокаций границами зерен подтверждено электронной микроскопией in situ [6]. Для описания процесса зарождения был предложен ряд геометрических моделей [6–8]. Но из геометрического анализа невозможно ни получить упругие свойства зернограничных дислокаций, ни доказать их существование. Анализ условий выхода решеточной дислокации в тело зерна [7] для зернограничных дислокаций с дальнедействующими напряжениями показал, что в этой модели существуют большие силовой и энергетический барьеры, связанные с сильным притяжением вышедшей дислокации к границе.

В настоящей работе проведено исследование солитонных решений (дислокаций) уравнений динамики и упругих свойств дефектов в физической модели Френкеля–Конторовой [9–14] для произвольной границы. Дан анализ условий диссоциации решеточных дислокаций, вошедших в границу, на ансамбль зернограничных дефектов, и определено время спридинга. Рассчитаны силовые и энергетические условия зарождения решеточной дислокации в границе при слиянии ансамбля зернограничных дефектов. Проведено численное решение задач и сравнение с экспериментом.

1. Солитонные решения (зернограничные дефекты) в границах

Рассмотрим модель зернограничной структуры, состоящей из двух взаимодействующих подрешеток, причем подрешетка одного зерна (с периодом a) испытывает действие внешнего периодического (квазипериодического) потенциала $V(u)$, создаваемого подрешеткой второго зерна (с периодом b), где $u(u, 0, 0)$ — вектор смещения атомов от положений равновесия. Данная модель была использована во многих работах [9–14]. Динамика атомного слоя границы будет описываться нелинейным уравнением синус-Гордона с потенциалом $V(u)$ [11].

Потенциал $V(u)$ будем аппроксимировать рядом Фурье

$$V(u) = V_0 \left(1 + \sum_{i=1}^n a_i \cos(k_i u) \right), \quad (1)$$

где $u = 2\pi u/b$ — новая безразмерная переменная, k_i — целые или иррациональные числа, $V_0 = \mu b^2/4\pi^2$. Потенциал (1) отражает основное свойство границ зерен: периодичность (квазипериодичность) их структуры [1,6–8,10,12–14] (при $n = 1$ потенциал (1) описывает модель Френкеля–Конторовой [9,11]).

С помощью гамильтониана решетки с потенциалом (1) получим уравнения динамики атомов зерногранич-

ного слоя [11]

$$Mu_{tt} - Mc^2 u_{xx} = V'_u(u), \quad (2)$$

где M — масса атомов, c — скорость звука. Зернограничные дислокации соответствуют N -солитонным решениям стационарного уравнения (2) с граничными условиями (2π -кинка [9,11]): $u(\infty) = -u(-\infty) = -\pi$.

Рассмотрим три вида границ: малоугловые, с углом разориентировки $\Theta < \pi/10^2 \ll 1$; специальные, с плотностью совпадающих углов Σ и $\Theta > \pi/10^2$; обычные, с $\Theta > \pi/10^2$.

В случае малоугловых границ потенциал (1) содержит только один член ($n = 1$). Величины периодов связаны выражением: $a = b(1 + \Theta)$, $\Theta \ll 1$. В континуальном приближении, введя новую переменную $x = 2\pi b\Theta$, из (1), (2) получим модифицированное уравнение синус-Гордона

$$u_{xx} = 2V_1 \sin(u), \quad (3)$$

где $V_1 = V_0(1 - \Theta)/Mc^2$, которое при $\Theta = 0$ переходит в уравнение Френкеля–Конторовой [9,11]. N -солитонное решение уравнения (3) имеет вид

$$u(x, 0) = 4 \operatorname{arctg} [\exp(-2\pi(x + \lambda n)/b)],$$

$$\lambda \approx b/\Theta, \quad n = \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (4)$$

где $\lambda = 2\zeta K(\zeta)/V_1^{1/2}$, $\zeta = 4V_1/(A + 2V_1)$, $K(\zeta)$ — полный эллиптический интеграл первого рода, λ — расстояние (период) между солитонами (решеточными дислокациями) в границе, A — постоянная интегрирования. Таким образом, данная модель правильно описывает малоугловую стенку бесконечных прямолинейных решеточных дислокаций с плотностью $\rho_D \propto 1/\lambda \approx \Theta/b$ [7,9].

Если имеется специальная разориентировка решеток зерен и можно ввести решетку совпадающих узлов [1,6,7], то периоды подрешеток a и b будут соизмеримыми и определяться соотношением: $a/b = n/m$, где n и m целые числа, т.е. k_i — рациональные числа. Стационарное решение уравнения (2) имеет вид

$$x - x_0 = \int_0^u \frac{du}{\sqrt{A - V_1 \sum_{i=1}^n a_i \cos(k_i u) / \pi k_i}}. \quad (5)$$

Если подкоренное выражение (5) — полином 3-го, 4-го порядка или тригонометрическая функция, то решение (5) выражается через эллиптические функции. Периодические решения получаются тогда, когда u осциллирует между простыми нулями подкоренного выражения, т.е. точками минимума потенциала (1).

Случай $k_1 = 1, k_2 = 2$ рассмотрен в [11], и решение (5) в системе координат, движущейся с дислокацией, имеет вид

$$u(x, 0) = 4 \operatorname{arctg} (\exp(\eta)), \quad (6)$$

где $\eta = 2\pi(vt - k_2x)/b$, $v \neq 0$ — скорость дислокации, не равная нулю. Таким образом, решение представляет

кинк-солитон (зернограничную дислокацию) с вектором Бергерса, равным $b_g = b/k_2 = b/2$. Физической причиной решения (6) является появление дополнительных минимумов в межатомном потенциале по сравнению с решеточным (период зернограничного потенциала равен $b/2$).

В случае $k_1 = 1, k_2 = 3$ можно получить решение, аналогичное (6), но с вектором Бюргерса $b_g = b/3$ (появляются два дополнительных минимума, и период потенциала (1) становится равным $b/3$).

В общем случае рациональных k_i решения также выражаются через функции вида (6). Таким образом, в специальных границах зерен могут существовать стационарные (кинк-солитонные) зернограничные дислокации. Это означает, что деформация (зернограничное проскальзывание) осуществляется двужущимися зернограничными дислокациями с вектором Бюргерса b_g и скоростью $v \neq 0$. Поэтому все геометрические модели зернограничных дислокаций в специальных границах связаны с физически возможными солитонными состояниями структуры границы. Поскольку неподвижных стабильных зернограничных дислокаций в специальных границах нет ($v \neq 0$), их зарождение должно быть гомогенным, требующим высоких напряжений [9]. Это объясняет высокую прочность специальных границ и малую величину зернограничного проскальзывания, наблюдаемые в эксперименте [6].

В произвольных высокоугловых границах зерен в межатомном потенциале (1) коэффициенты k_i будут иррациональными числами (квазипериодический потенциал). В общем случае решение уравнения (2) с граничными условиями кинк-солитона и потенциалом (1) не находится в явном виде [11]. Это следует из неявного решения (5). Простые нули, локальные минимумы потенциала в подкоренном выражении (5), осциллируют, поэтому стационарных решений — солитонов (дислокаций) не существует. Для анализа асимптотики решения разложим функции $\cos(z)$ в правой части потенциала (1) в ряд Тейлора. Уравнения динамики (2) с учетом первых двух членов примут вид

$$Mu_{tt} - Mc^2 u_{xx} = Au - Bu^3, \quad (7)$$

где $A = \sum_{i=1}^n a_i k_i^2$, $B = \frac{1}{6} \sum_{i=1}^n a_i k_i^4$. Для нахождения зернограничных "дислокаций" необходимо исследовать стационарное уравнение (7) с граничными условиями 2π -кинка. Возможны следующие виды решений: квазигармонические колебания с малыми амплитудами (движение по фазовым траекториям вблизи состояний равновесия); нелинейные периодические волны — кноидальные волны (движения по замкнутым траекториям вблизи сепаратрисы); солитонные решения — квазизернограничные дислокации (им соответствуют движения по сепаратрисе).

Общее решение уравнения (7) выражается кноидальной волной [11]

$$u(x, 0) = A_0 \operatorname{sn} [(x - vt)/\Delta_0 s], \quad (8)$$

где $\operatorname{sn}(z)$ — эллиптический синус с периодом $\lambda_0 = \sqrt{24B/c^2 |A| s K(s)}$, $0 < s < 1$, s — модуль

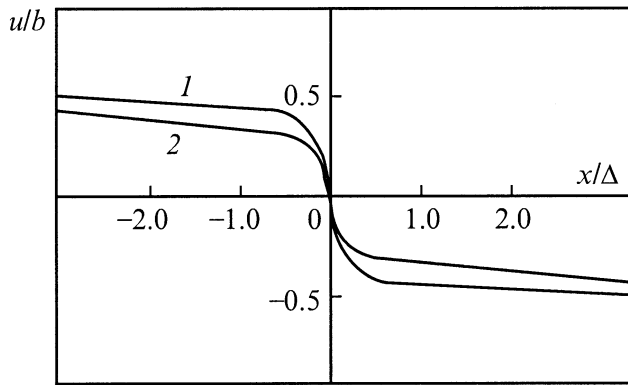


Рис. 1. Зависимость вектора смещений от расстояния. 1 — зернограничная квазидислокация, 2 — решеточная дислокация.

эллиптической функции. Известно, что при $s \rightarrow 0$ эллиптический синус переходит в тригонометрический синус, а при $s \rightarrow 1$ — в гиперболический тангенс

$$u(x, 0) = A_0 \operatorname{th} [(x - vt)/\Delta_0], \quad (9)$$

где A_0 — осциллирующая амплитуда, $\Delta_0 \approx 3b_g$ — ширина квазисолитона. На рис. 1 приведена зависимость смещений от расстояния до квазидислокации (кривая 1), полученная численным решением уравнения (2), и для сравнения — смещения от решеточной дислокации (кривая 2).

Во втором случае кноидальная волна выражается в виде периодической последовательности квазистационарных пакетов из N -солитонов (зернограничных квазидислокаций),двигающихся с постоянной скоростью на расстоянии $\lambda \cong \sqrt{24B/c^2|A|s \ln(1 - s^2)} \approx N\Delta_0$ друг от друга. Таким образом, в произвольной границе существуют зернограничные квазидислокации (дислокации Сомилианы [9]), имеющие переменный "вектор Бюргера", определяемый квазипериодом локальных минимумов зернограничного потенциала (1). Можно показать, что стационарная решеточная дислокация, описываемая выражениями типа (4), (6), неустойчива [11].

2. Упругие поля напряжений и энергия зернограничных квазидислокаций

Рассмотрим поля собственных напряжений от зернограничных квазидислокаций, поскольку они определяют кинетику квазидислокаций и их взаимодействие с решеточными дислокациями. Получим выражения для собственных напряжений квазидислокаций с помощью (9) и функции напряжений ψ [9]. В подвижной системе

координат, связанной с квазидислокацией, имеем

$$\psi = \frac{\mu}{2\pi(1 - \nu)} \int_{-\infty}^{\infty} dx'y \ln [(x - x')^2 + y^2]^{1/2} \times \left(-2 \frac{d}{dx'} [A_0 \operatorname{th} (x'/\Delta_0)] \right), \quad (10)$$

где ν — коэффициент Пуассона.

Тензор напряжений квазидислокации определяется выражениями

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= -\frac{\mu b_g}{\pi^2(1 - \nu)} \frac{\partial^2}{\partial y^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx'y \ln [(x - x')^2 + y^2]^{1/2} \\ &\quad \times \left(-2 \frac{d}{dx'} (A_0 \operatorname{th} [(x')/\Delta_0]) \right), \\ \sigma_{xy} &= \frac{\mu b_g}{\pi^2(1 - \nu)} \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \int_{-\infty}^{\infty} dx'y \ln [(x - x')^2 + y^2]^{1/2} \\ &\quad \times \left(-2 \frac{d}{dx'} (A_0 \operatorname{th} [(x')/\Delta_0]) \right), \\ \sigma_{yy} &= -\frac{\mu b_g}{\pi^2(1 - \nu)} \frac{\partial^2}{\partial x^2} \int_{-\infty}^{\infty} dx'y \ln [(x - x')^2 + y^2]^{1/2} \\ &\quad \times \left(-2 \frac{d}{dx'} (A_0 \operatorname{th} [(x')/\Delta_0]) \right). \end{aligned} \quad (11)$$

Выражения (11) приводят к более резкому экспоненциальному спаду напряжений. Например, поля напряжений (11) в асимптотической зоне равны

$$\sigma_{xy}^{(K)}(x, 0) \cong \frac{\mu \operatorname{sech}^3(x/\Delta_0)}{2\pi(1 - \nu)} \operatorname{sgn}(x), \quad (x \gg b_g). \quad (12)$$

На рис. 2 приведены графики численного вычисления выражений (10), (11) (кривая 1) и для сравнения — напряжения от решеточной дислокации (кривая 2). Таким образом, квазидислокации в границах зерен благодаря короткодействующим напряжениям могут легко сливаться, например при зарождении решеточных дислокаций в границах зерен. С другой стороны, они создают незначительный силовой барьер для вхождения решеточных дислокаций. Уточнение выражений (10), (11) с учетом изменения упругих и решеточных постоянных в области границы не изменит оценки по порядку величины. Приближение дальнедействующих напряжений квазидислокаций, подобных решеточным, приводит к завышенным оценкам [7]. Короткодействующее поле деформаций создает слабый электронно-микроскопический контраст [6].

Рассмотрим упругую энергию квазидислокаций. Собственная упругая энергия зернограничной дислокации на

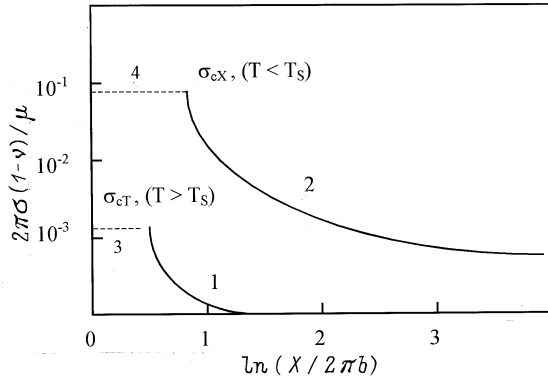


Рис. 2. Зависимость собственных напряжений зернограничной квазидислокации от расстояния до дефекта. 1 — квазидислокации. 2 — для решеточной дислокации. Штриховые линии 3, 4 — критические напряжения зарождения при горячей и холодной деформации соответственно.

единицу длины, записанная в цилиндрической системе координат, равна [9]

$$W_g/L = \int_{b_g}^L r dr \int_0^{2\pi} d\Theta \left[\frac{1}{2\mu} \sigma_{xy}^2 + \frac{1}{2E} (\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2 - 2\nu\sigma_{xx}\sigma_{yy} - \sigma_{zz}^2) \right], \quad (13)$$

где E — модуль Юнга. Численное вычисление выражений (10), (11), (13) показало, что энергия квазидислокации определяется выражением

$$W_g^{(K)}/L \cong C_0 \mu b_g^2, \quad (14)$$

где $C_0 \cong 0.1253$. Аналогичное выражение для далекодействующих напряжений приводит к значению $W_g^{(D)} \cong 6\mu b_g^2$. Учет изменения параметра решетки и упругих модулей в слое границы шириной $\delta \cong (6-8)b$ приведет к незначительному снижению величины W_g/L порядка $\Delta\mu W_g/\mu L$, где $\Delta\mu/\mu \ll 1$. Таким образом, собственная упругая энергия квазидислокаций почти на два порядка меньше, чем энергия дислокаций с далекодействующими напряжениями, что необходимо учитывать в геометрических моделях.

3. Диссоциация решеточной дислокации на ансамбль квазидислокаций

Процесс диссоциации вошедшей в границу решеточной дислокации опишем нестационарным уравнением динамики границы зерна (2) с начальным возмущением вида $u(x, 0) = b \arctg(\exp(-2\pi x/b))/2\pi$, которое описывает поле смещений решеточной дислокации, вошедшей в границу. Время диссоциации t_D

должно определяться из самосогласованной задачи расплывания начального возмущения до размеров пакета $L \approx 10^{-7}$ м из N квазидислокаций. Скорость квазидислокаций будет контролироваться диффузионными процессами и в первом приближении может описываться полуфеноменологическим выражением вида [6,9] $v = c_0 D_g \Omega (\sigma - \sigma_{0g}) (\exp(T - T_s)/T_0) / LkT$ или $v = v_0 \sigma$, где c_0, T_0 — феноменологические постоянные, D_g — коэффициент зернограничной диффузии, $\Omega = b^3$, σ — эффективные напряжения, действующие на квазидислокацию, σ_{0g} — напряжение старта. Запишем основные уравнения непрерывности и динамики квазидислокаций [9]

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \rho v = 0, \quad (15)$$

$$v_0 \int_{-L}^L \rho(x', t) \sigma_{xy}(x' - x) dx' / b_g = v(x, t), \quad (16)$$

где $\rho(x', t)$ — плотность квазидислокаций. Начальное условие $\rho(x, 0) = b\delta(x)$, условие нормировки $\int_{-L}^L \rho(x', t) dx' = b$. Время диссоциации t_D определяется из условия равномерного распределения квазидислокаций на интервале $[-L, L]$: $\rho(x, t_D) = b/2L$. Численное решение системы (15), (16) с помощью метода, развитого в работе [15], показано на рис. 3 для двух случаев взаимодействия квазидислокаций: 1) близкоедействующего, определяемого выражениями (11), (13) и 2) далекодействующего решеточного, описываемого формулой [9] $\sigma_{xy}^D(x, 0) = \mu b_b / 2\pi x$. Как видно из полученных результатов, время диссоциации в случае 1) почти на два порядка больше и соответствует экспериментальным значениям. Приближенное вычисление времени диссоциации в случае 1) имеет вид

$$t_D^{(K)} \approx \frac{L^2}{b_g v_0 \sigma_{0g}} \exp\left(-\frac{T_s - T}{T_0}\right). \quad (17)$$

Вычисления по формуле (17) для параметров Mg дают порядок $t_D^{(K)} \approx 1-10$ с, что близко к экспериментальным

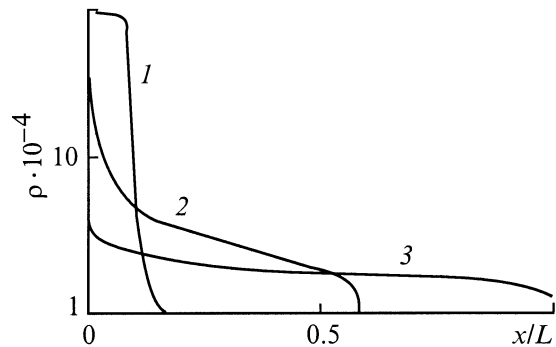


Рис. 3. Зависимость средней плотности квазидислокаций в ансамбле от времени при диссоциации решеточной дислокации. Кривые 1, 2, 3 соответствуют моментам времени: для взаимодействия с близкоедействующими напряжениями — 1, 5, 20 с; с далекодействующими напряжениями — 0.02, 0.1, 0.5 с.

значениям [6] $t_D \approx 10-60$ с. В случае 2) оценка имеет порядок

$$t_D^{(D)} \leq \frac{L^2}{\pi b_g v_0 \mu}, \quad (18)$$

а вычисления для Mg дают $t_D^{(D)} \approx 10^{-2}-10^{-1}$ с. Такая маленькая величина времени диссоциации в случае 2) связана с очень большими дальнедействующими напряжениями взаимного отталкивания квазидислокаций (рис. 2).

4. Зарождение решеточных дислокаций в границах зерен

Рассмотрим процесс зарождения решеточной дислокации в границе зерна ультрамелкозернистого материала с размером зерна $d \leq 10^{-6}$ м, что важно для создания теории сверхпластичности [4]. В геометрических моделях [7] процесс зарождения описывается как слияние n зернограничных дислокаций, при котором в границе остается "дислокация несоответствия", определяемая условием сохранения сплошности тела. Силовые и энергетические условия для слияния $n = b/b_g$ квазидислокаций будут очень сильно зависеть от температуры и процесса диссоциации дефекта (дислокации несоответствия), оставшегося в границе после выхода решеточной дислокации, на квазидислокации. Энергетическое условие зарождения петли решеточной дислокации радиусом r определяется изменением величины термодинамического потенциала [9]

$$\Delta F(r) = 2\pi r(W_D/L) + d(W_g/L) + W_V - \pi r^2 b \sigma, \quad (19)$$

где $W_D/L \cong \mu b^2 \ln(r/b)/4\pi$ — упругая энергия решеточной дислокации, второй член описывает энергию дислокации несоответствия, третий — энергию взаимодействия решеточной дислокации и дислокации несоответствия, четвертый — работу внешних сил при зарождении дислокации. Функция ΔF имеет также компоненту, учитывающую действие сил изображения от всех граней зерна, учет которой привел бы в окончательном результате к малым поправкам порядка $\Delta\mu W_D/\mu L$, $\Delta\mu/\mu \ll 1$. Зависимость $\Delta F(r)$ является немонотонной, максимальное значение $\Delta F_C(r_C)$ определяет энергию активации. Размер критической петли r_C (расстояние от границы в случае зарождения прямолинейной дислокации) и критическое напряжение σ_C зарождения дислокации находятся из системы уравнений

$$\partial \Delta F(r_C)/\partial r = 0, \quad \sigma_C = \sigma_V(r_C), \quad (20)$$

где $\sigma_V(r_C)$ — напряжения самодействия петли (притяжения к границе для прямолинейной дислокации). Подставив (11), (12) и (19) в (20), получим систему уравнений для определения критических значений. Численный расчет системы уравнений (11), (12), (19) и (20) проводится для двух предельных случаев: а) $T < T_S$ —

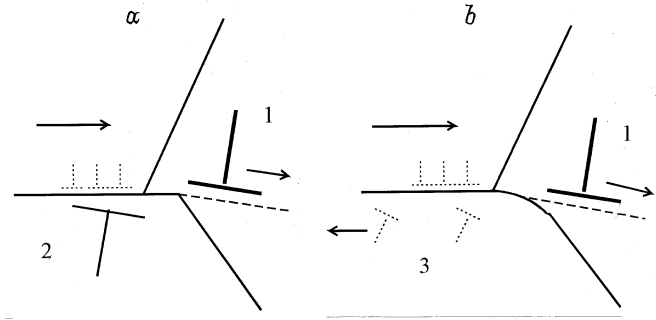


Рис. 4. Схема зарождения решеточных дислокаций в границе зерна: а — при нормальных температурах ($T < T_S$), б — при температурах выше эквикоэзивной ($T > T_S$). 1 — решеточная дислокация, 2 — дислокация несоответствия, 3 — зернограничные квазидислокации.

холодной деформации, б) $T > T_S$ — горячей, сверхпластической деформации (рис. 4). В случае а) напряжения старта квазидислокаций велики и диссоциации геометрической несовместимости ("дислокации несоответствия") не происходит. Поэтому условия зарождения будут определяться дальнедействующими напряжениями и справедливы оценки [7]: $\sigma_{CX} \leq 0.1\mu$, $E_{CX} \leq \mu b^2/4\pi$, E_{CX} — величина энергетического барьера. В случае б), например при сверхпластической деформации ультрамелкозернистых материалов, дислокация несоответствия может диссоциировать на ансамбль n квазидислокаций с близкойдействующими напряжениями (11), (12). Силовой барьер имеет величину $\sigma_{Cg} \cong 0.00421\mu$ и оценку порядка: $\sigma_{Cg} \leq \mu \exp(-n)/2\pi \cong 10^{-3}\mu$, т.е. зарождение возможно при напряжениях порядка приложенных. Энергетический барьер будет более чем в 2 раза ниже: $E_{Cg} \leq E_{CX}/2$. Результаты численного расчета силовых условий зарождения решеточных дислокаций в границах для случаев а) и б) показаны пунктирной линией на рис. 2.

5. Дефекты и деформация аморфных металлов и квазикристаллов

Квазикристаллический потенциал (1) может описывать структуру аморфных и квазикристаллических твердых тел [16,17]. Поэтому квазидислокации (8), (9) описывают дефекты в таких структурах. Отсутствие статичных квазидислокаций и близкойдействующий характер поля напряжения (11), (12) не противоречит структурным данным [16,17] и кривой деформирования без упрочнения [16]. Движение периодических пакетов квазидислокаций (8) объясняет локализацию и периодичность величины деформации в полосах сдвига таких материалов [16,17] и проявление скачков на кривой деформирования. Для зарождения квазидислокаций с помощью гомогенного механизма требуются высокие напряжения, равные по порядку величины $\sigma_T \approx \mu \exp(-2\Delta_0/b_g) \approx (10^{-1}-10^{-2})\mu$. Эти значения

хорошо коррелируют с пределом текучести аморфных металлов $\sigma_T \approx 2 \cdot 10^{-2} \mu$ [16]. Малая упругая энергия квазидислокаций (14) позволяет объяснить небольшую величину запасенной латентной энергии ($\sim 4\%$) от работы деформации в таких материалах [16].

Список литературы

- [1] Г. Гляйтер, Б. Чалмерс. Большеугловые границы зерен. Мир, М. (1975). 376 с.
- [2] Р. Хоникомб. Пластическая деформация металлов. Мир, М. (1972). 408 с.
- [3] О.А. Кайбышев. Пластичность и сверхпластичность металлов. Metallurgia, М. (1975). 286 с.
- [4] О.А. Кайбышев, Р.З. Валиев, А.К. Емалетдинов. ДАН СССР **279**, 2, 369 (1984).
- [5] H. Gleiter. In: Nanostructured materials. Stuttgart University **6**, 1-4, 3 (1995).
- [6] О.А. Кайбышев, Р.З. Валиев. Границы зерен и свойства металлов. Metallurgia, М. (1987). 214 с.
- [7] А.Н. Орлов, В.Н. Перевезенцев, В.В. Рыбин. Границы зерен в металлах. Metallurgia, М. (1980). 156 с.
- [8] Структура и свойства внутренних поверхностей раздела в металлах / Под ред. Б.С. Бокштейна. Наука, М. (1988). 272 с.
- [9] Дж. Хирт, И. Лотте. Теория дислокаций. Атомиздат, М. (1975). 512 с.
- [10] J.H. Van der Merve. Critical Reviews in Solid State and Materials Sciences **17**, 187 (1991).
- [11] А. Ньюэлл. Солитоны в математике и физике. Мир, М. (1989). 326 с.
- [12] Ю.А. Тхорик, Л.С. Хазан. Пластическая деформация и дислокации несоответствия в гетероэпитаксиальных системах. Наук. думка, Киев (1983). 276 с.
- [13] D. Gratias, A. Thalal. Phil. Mag. Lett. **57**, 2, 63 (1988).
- [14] И.В. Овидько. ФТТ **39**, 2, 306 (1997).
- [15] А.К. Емалетдинов, Ш.Х. Ханнанов. ФММ **44**, 3, 460 (1977).
- [16] Металлические стекла / Под ред. Дж.Дж. Гилмана, Х.Дж. Лими. Metallurgia, М. (1984). 264 с.
- [17] А.М. Братковский, Ю.А. Данилов, Г.И. Кузнецов. ФММ **68**, 1045 (1989).