

УДК 539.21

НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ ДИНАМИЧЕСКИМ НАНОДВОЙНИКОМ В УСЛОВИЯХ ЭЛЕКТРОПЛАСТИЧЕСКОГО ЭФФЕКТА

В. В. Влашевич, магистр технических наук, аспирант

О. М. Остриков, кандидат физико-математических наук, доцент
ГГТУ имени П. О. Сухого, г. Гомель, РБ

Разработана модель динамического нанодвойника. На основании данной модели показана эволюция напряженного состояния у развивающегося нанодвойника в условиях электропластического эффекта.

Введение

Электропластический эффект впервые был обнаружен в 1969 г. при изучении воздействия на материал одиночных импульсов тока плотностью $\sim 10^5$ А/см² и длительностью $\sim 10^{-4}$ с в процессе деформирования кристаллов цинка растяжением и сжатием [1]. В основе этого эффекта лежит ускорение пластического течения металла потоком электронов проводимости, которые помимо эффекта Джоулевого тепла способны оказывать особое специфическое электропластическое действие на металл, находящийся под механическими нагрузками, включающее в себя как действие “электронного ветра”, так и вибрации решетки под влиянием пинч-эффекта [2]. Основываясь на экспериментальных исследованиях установлено, что электропластический эффект фиксируется на всех образцах, проводящих электрический ток. Возникло обоснованное предположение, что с помощью импульсов тока можно повлиять на процесс двойникования в металлических кристаллах. Влияние импульсов тока на двойникование металлических кристаллов слабо изучено. Это является определенным пробелом, так как двойникование, как и скольжение, в равной степени ответственно за реализацию пластической деформации [3].

Цель данной работы – разработка наномасштабной (мезоскопической) модели динамического нанодвойника в условиях электропластического эффекта и расчет обусловленных им напряжений.

Постановка задачи. Схема на рис. 1. представляет схематическое изображение динамического нанодвойника в момент времени $t \neq 0$ при отсутствии дополнительной генерации двойникующих дислокаций их источником. Параметры d_i и h_i отвечают за расстояние между двойникующими дислокациями на некогерентном участке границы нанодвойника; L – длина некогерентного участка нанодвойника, а H – его наибольшая ширина (см. рис. 1).

Параметр \mathbf{b} – вектор Бюргерса [4] – раскладывается на две составляющие: краевую (\mathbf{b}_{cp}) и винтовую (\mathbf{b}_v). Направление этих составляющих показано на рис. 1. Время зарождения нанодвойника принимаем $t = 0$. В этот момент времени некогерентный участок нанодвойника находится у источника двойникующих дислокаций, т. е. вначале декартовой системы координат.

© В.В. Влашевич, 2015

© О.М. Остриков, 2015

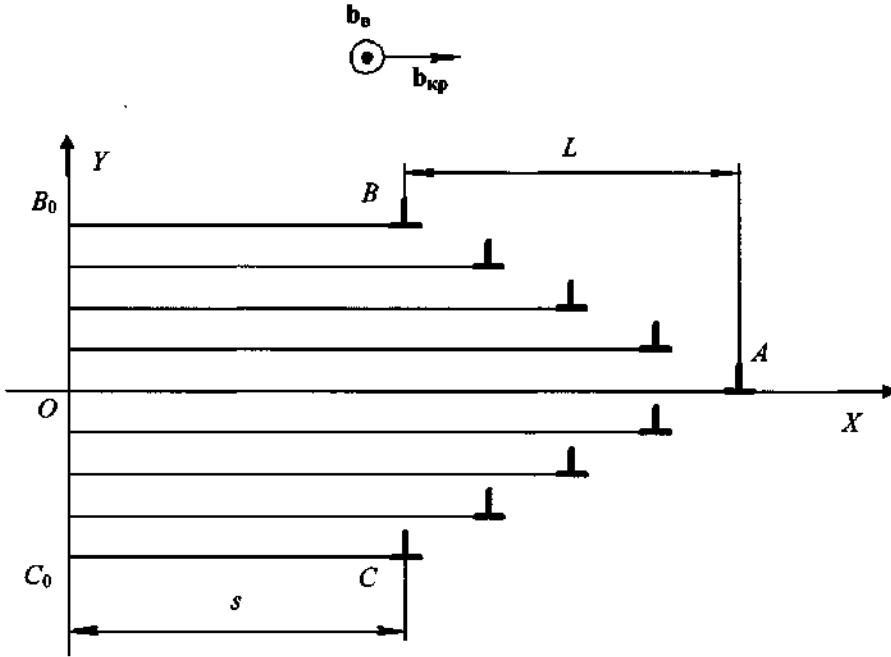


Рисунок 1. Схематическое изображение динамического нанодвойника в виде совокупности двойникующих дислокаций

Движение вершины нанодвойника происходит вдоль оси OX при $t > 0$. При этом наличие когерентного участка длиной s , говорит об отсутствии генерации новых двойникующих дислокаций.

Пусть d_1 и h_1 постоянны на всем рассматриваемом промежутке времени. Очевидно, что $s = v(j)t$, где $v(j)$ – зависящая от плотности электрического тока j скорость движения вдоль оси OX вершины двойника.

Используя известные соотношения для расчета полей напряжений у движущейся единичной дислокации, на основании наномасштабной модели двойника [5] получим формулы для расчета компонент тензора напряжений:

$$\sigma_{xy}(x, y, j) = \frac{\mu b_{кп} c_i^2}{2\pi v^2} \left\{ \sum_{n=0}^N \left[\frac{(1 + \gamma_1(j))^2 (x - L + nd_1 - v(j) \cdot t)}{(x - L + nd_1 - v(j) \cdot t)^2 + \gamma_1(j)^2 (y + nh_1)^2} - \frac{4\gamma_1(j)(1 + \gamma_1(j))^2 (x - L + nd_1 - v(j) \cdot t)}{(x - L + nd_1 - v(j) \cdot t)^2 + \gamma_1(j)^2 (y + nh_1)^2} \right] + \sum_{m=1}^M \left[\frac{(1 + \gamma_1(j))^2 (x - L + md_2 - v(j) \cdot t)}{(x - L + md_2 - v(j) \cdot t)^2 + \gamma_1(j)^2 (y - mh_2)^2} + \frac{4\gamma_1(j)(x - L + md_2 - v(j) \cdot t)}{(x - L + md_2 - v(j) \cdot t)^2 + \gamma_1(j)^2 (y - mh_2)^2} \right] \right\} \quad (1)$$

$$\sigma_{xx}(x, y, j) = \frac{b_{\text{кр}} c_i^2}{\pi v^2} \left\{ \sum_{n=0}^N \left[\frac{\gamma_i(j) (\lambda + 2\mu - \gamma_i(j)^2 \lambda) (y + nh_1)}{(x - L + nd_1 - v(j) \cdot t)^2 + \gamma_i(j)^2 (y + nh_1)^2} - \frac{\mu \gamma_i(j) (1 + \gamma_i(j)^2) (y + nh_1)}{(x - L + nd_1 - v(j) \cdot t)^2 + \gamma_i(j)^2 (y + nh_1)^2} \right] + \sum_{m=1}^M \left[\frac{\gamma_i(j) (\lambda + 2\mu - \gamma_i(j)^2 \lambda) (y - mh_2)}{(x - L + md_2 - v(j) \cdot t)^2 + \gamma_i(j)^2 (y - mh_2)^2} - \frac{\mu \gamma_i(j) (1 + \gamma_i(j)^2) (y - mh_2)}{(x - L + md_2 - v(j) \cdot t)^2 + \gamma_i(j)^2 (y - mh_2)^2} \right] \right\} \quad (2)$$

$$\sigma_{yz}(x, y, j) = \frac{\mu b_z}{2\pi} \left\{ \sum_{n=0}^N \left[\frac{\gamma_i(j) (x - L + nd_1 - v(j) \cdot t)}{(x - L + nd_1 - v(j) \cdot t)^2 + \gamma_i(j)^2 (y + nh_1)^2} \right] + \sum_{m=1}^M \left[\frac{\gamma_i(j) (x - L + md_2 - v(j) \cdot t)}{(x - L + md_2 - v(j) \cdot t)^2 + \gamma_i(j)^2 (y - mh_2)^2} \right] \right\} \quad (3)$$

$$\sigma_{yy}(x, y, j) = \frac{b_{\text{кр}} c_i^2}{\pi v^2} \left\{ \sum_{n=0}^N \left[\frac{\gamma_i(j) [\lambda - \gamma_i(j)^2 (\lambda + 2\mu)] (y + nh_1)}{(x - L + nd_1 - v(j) \cdot t)^2 + \gamma_i(j)^2 (y + nh_1)^2} - \frac{\mu \gamma_i(j) (1 + \gamma_i(j)^2)^2 (y + nh_1)}{(x - L + nd_1 - v(j) \cdot t)^2 + \gamma_i(j)^2 (y + nh_1)^2} \right] + \sum_{m=1}^M \left[\frac{\gamma_i(j) [\lambda - \gamma_i(j)^2 (\lambda + 2\mu)] (y - mh_2)}{(x - L + md_2 - v(j) \cdot t)^2 + \gamma_i(j)^2 (y - mh_2)^2} - \frac{\mu \gamma_i(j) (1 + \gamma_i(j)^2)^2 (y - mh_2)}{(x - L + md_2 - v(j) \cdot t)^2 + \gamma_i(j)^2 (y - mh_2)^2} \right] \right\} \quad (4)$$

$$\sigma_{zz}(x, y, j) = \frac{\mu b_z}{2\pi} \left\{ \sum_{n=0}^N \left[\frac{\gamma_i(j) (y + nh_1)}{(x - L + nd_1 - v(j) \cdot t)^2 + \gamma_i(j)^2 (y + nh_1)^2} \right] + \sum_{m=1}^M \left[\frac{\gamma_i(j) (y - mh_2)}{(x - L + md_2 - v(j) \cdot t)^2 + \gamma_i(j)^2 (y - mh_2)^2} \right] \right\} \quad (5)$$

$$\sigma_{zz}(x, y, j) = \nu(\sigma_{xx}(x, y, j) + \sigma_{yy}(x, y, j)). \quad (6)$$

В формулах присутствуют: N и M – число двойникующих дислокаций на каждой из двойниковых границ; d_i и h_i – проекции на оси OX и OY отрезка, соединяющие две соседние двойникующие дислокации на одной из двойниковых границ (i – индекс, определяющий принадлежность двойникующей дислокации к той или иной двойниковой границе); μ – модуль сдвига; ν – коэффициент Пуассона;

$$c_t = \sqrt{\frac{\mu}{\rho_0}}; \quad c_l = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho_0}}; \quad \lambda = \frac{\nu E}{(1 + \nu)(1 - 2\nu)};$$

$$\gamma_l(j) = \sqrt{1 - \frac{\nu^2(j)}{c_l^2}}; \quad \gamma_t(j) = \sqrt{1 - \frac{\nu^2(j)}{c_t^2}}. \quad (7)$$

Здесь ρ_0 – плотность среды, в которой движется дислокация; λ – коэффициент Ламе.

Основываясь на теории О.А. Троицкого, И.И. Новикова, В.И. Спицина [6], которыми было установлено влияние электромагнитного поля на процесс пластической деформации скольжением металлов и сплавов, для дрейфовой скорости электронов запишем соотношение [6]:

$$v_d(j) = \frac{Be \cdot j}{e \cdot n \cdot b^2 \cdot \mu^2 \cdot \rho}; \quad (8)$$

где Be – коэффициент вязкости для случая деформации с током; j – плотность тока; e – заряд электрона; n – концентрация электронов; b – модуль вектора Бюргерса.

Скорость рассеивания упругих волн, обусловленная пинч-эффектом, находится с учетом ее радиальной и продольной составляющей [6]

$$v_l = \sqrt{\frac{\sigma}{\rho}}; \quad v_p = \sqrt{\left(\frac{1}{\rho}\right) \cdot \mu}; \quad v_n = \sqrt{v_p^2 + v_l^2}; \quad (9)$$

где v_l – продольная составляющая скорости; v_p – радиальная составляющая скорости; v_n – скорость, обусловленная пинч-эффектом.

Влияние на скорость дислокации выделения Джоулева тепла определяется по формуле [6]:

$$v_l = \frac{\Delta T \cdot \alpha \cdot E}{b \cdot \mu^2 \cdot \rho}; \quad (10)$$

где ΔT – изменение температуры материала, обусловленное электрическим током; α – коэффициент термического расширения; E – эффективный модуль упругости.

Суммарная скорость, входящая в приведенные выше формулы расчета компонент тензора напряжений динамического нанодвойника, равна

$$v(j) = v_d(j) + v_n + v_l + v_\tau + v. \quad (11)$$

Здесь v – скорость вершинной дислокации нанодвойника при отсутствии электрического тока.

Результаты расчетов и их обсуждение. Пользуясь известными соотношениями для расчета полей напряжений у движущейся единичной дислокации (1)–(6) и подставляя в эти соотношения найденные скорости по всем наблюдаемым эффектам (8)–(11), получаем зависимости напряженного состояния от плотности j импульсного тока (рис. 2). Расчеты велись для висмута. Принималось: $N=100$; $M=99$; $\mu=12,4$ ГПа; $\rho=9,8$ кгс/м³; $\nu=0,33$; $E=32,0 \cdot 10^9$ Па; $d_l=0,10$ нм; $h_l=0,01$ нм; $v=10^5$ м/с. Рассчитывалось распределение компонент тензора напряжений у динамического нанодвойника в момент времени $t=10^{-3}$ с. Напряженное состояние рассматривалось в трех точках: у устья нанодвойника, где $x=0$; вначале некогерентного участка нанодвойника (в точке с $x=v(j) \cdot t$) и у вершины нанодвойника (в точке с $x=L+v(j) \cdot t$).

Зависимость нормальных напряжений σ_{xx} от плотности электрического тока изображена на рис. 2, а. Наблюдается плавный рост напряжений в трех рассматриваемых точках. Напряжения у вершины нанодвойника выше, чем у устья и вначале некогерентного участка, что говорит об облегчении процесса переползания вершиной двойнивающей дислокации и преодоления ею структурных несовершенств кристаллической решетки.

Сдвиговые напряжения σ_{xy} в зависимости от плотности тока j представлены на (рис. 2, б). Значения в точках 1б и 1в равны. Напряжения у вершины некогерентного участка с ростом плотности тока падают, это тормозит рост двойника. Но напряжения у устья растут, значит, процесс генерации двойнивающих дислокаций импульсным током активизируется. Так как сдвиговые напряжения ответственны за междислокационное взаимодействие, то представленные на рис. 2, б результаты указывают на то, что рост длины двойника обеспечивается отталкиванием двойнивающих дислокаций друг от друга.

Зависимость компоненты тензора напряжений σ_{zz} от плотности тока показана на рис. 2, в. Значения данных напряжений отрицательны. Значения в точках 1б и 1в, 2б, 3б и 4б, 2в, 3в и 4в приблизительно равны. Напряжения у устья и у вершины некогерентного участка нанодвойника с ростом плотности тока падают.

Нормальные напряжения σ_{yy} в зависимости от плотности тока представлены на рис. 2, г, откуда видно, что они отрицательны. Это указывает на затруднение процесса преодоления дислокациями структурных несовершенств кристаллической решетки в направлении оси OY .

На рис. 2, д и е отображены результаты зависимости от плотности электрического тока компонент σ_{yz} и σ_{zx} . У устья и вначале некогерентного участка напряжения σ_{yz} положительны, а σ_{zx} – отрицательны. Вклад этих компонент в процесс роста длины и генерации новых дислокаций незначителен.

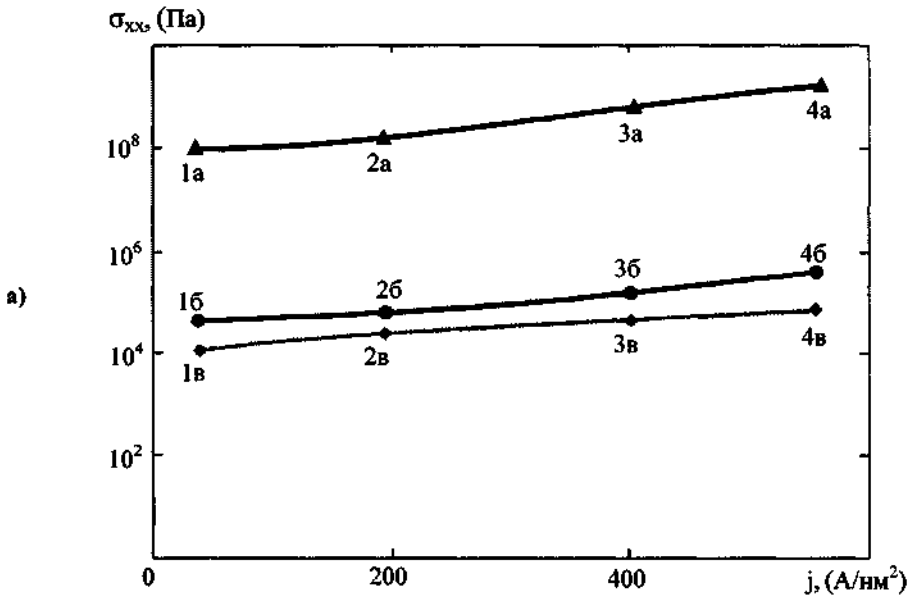
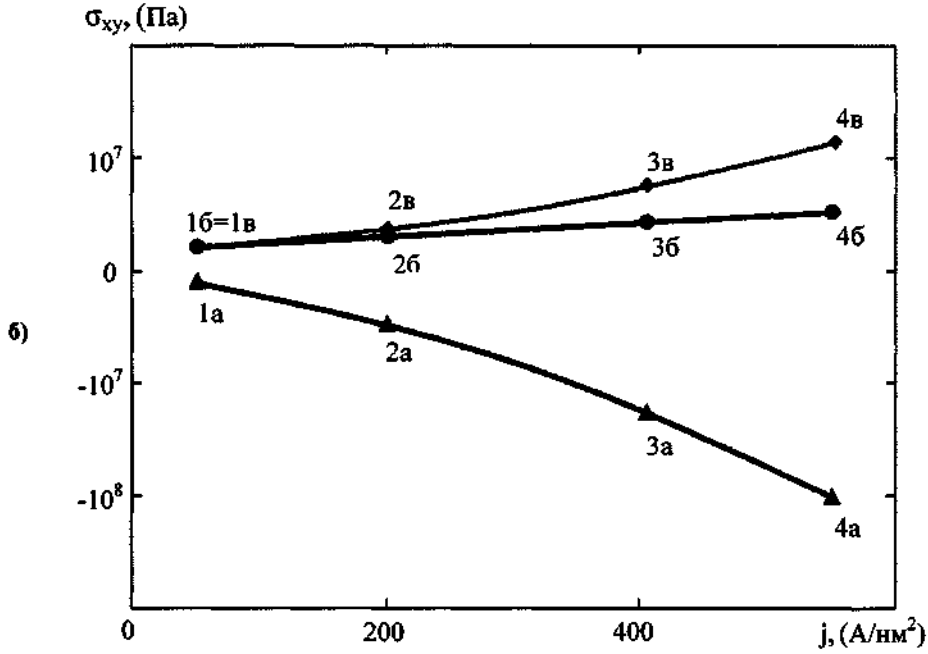


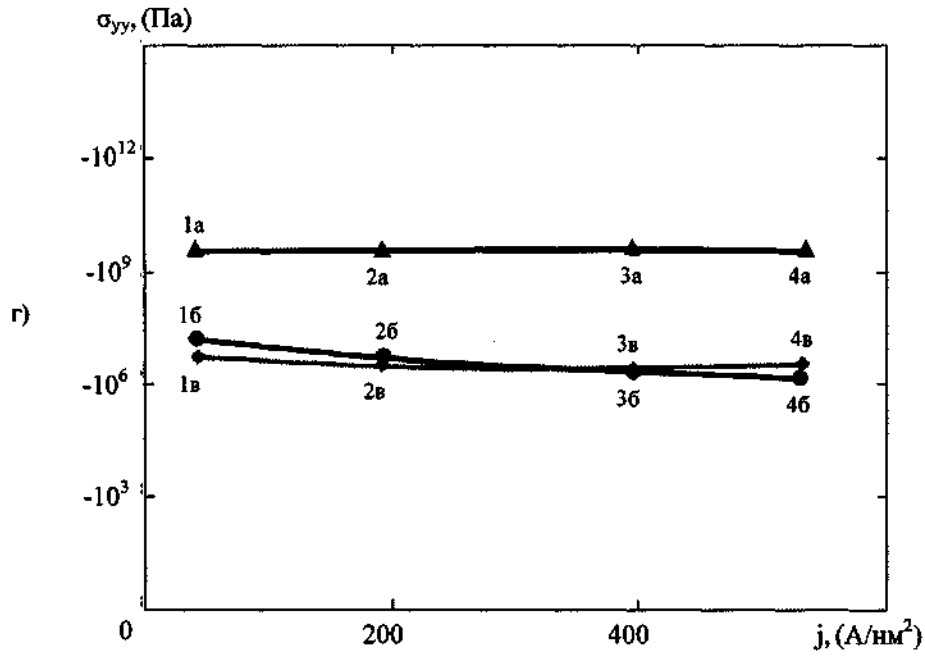
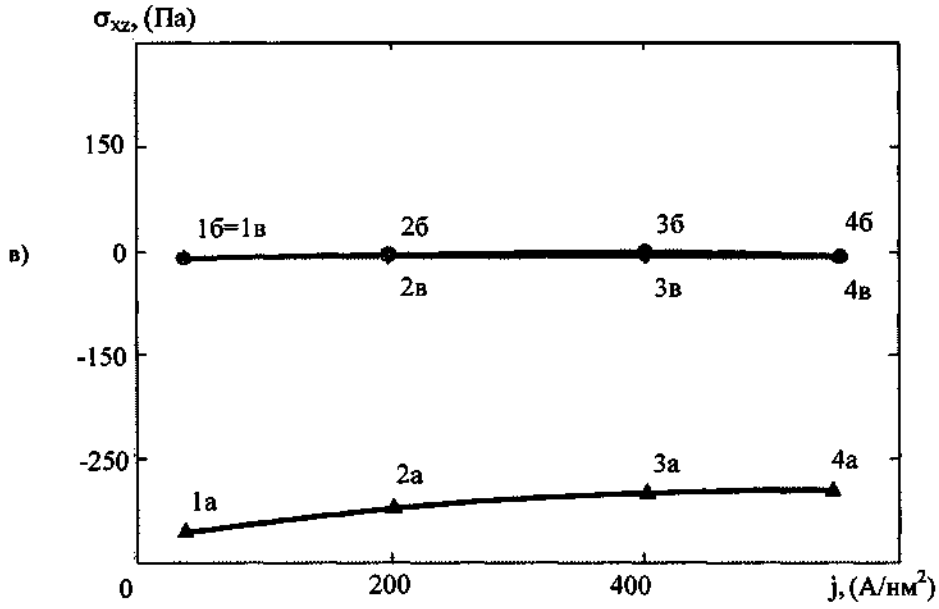
Рисунок 2. Зависимости компонент тензора напряжений у динамического нанодвойника в момент времени $t=10^{-3}$ с: а) $\sigma_{xx}(j)$; б) $\sigma_{yy}(j)$; в) $\sigma_{zz}(j)$; г) $\sigma_{xy}(j)$; д) $\sigma_{yz}(j)$; е) $\sigma_{zx}(j)$ (Па);

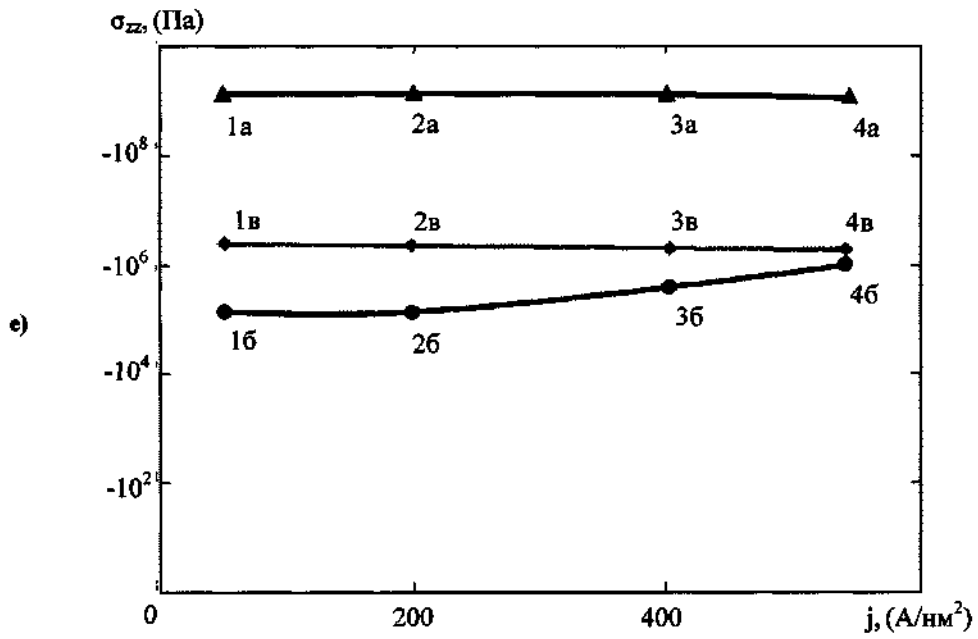
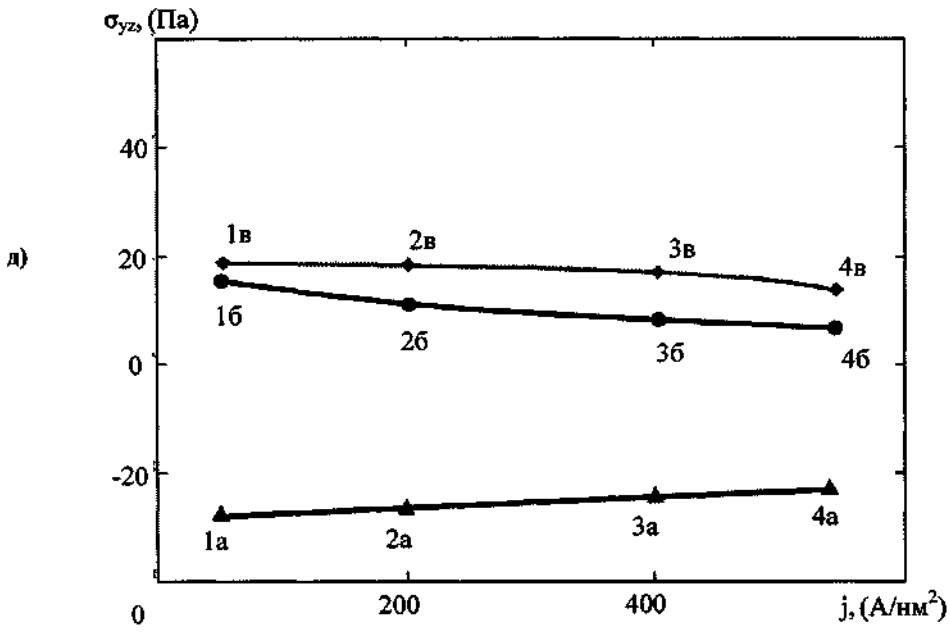
▲ – напряжения у вершины нанодвойника;

◆ – напряжения у устья нанодвойника;

● – напряжения в начале некогерентной области нанодвойника







Заклученне

Таким образом, на основании наномасштабной дислокационной модели проведены расчеты напряжений у динамического нанодвойника в условиях электропластического эффекта. Установлено, под воздействием импульсов тока происходит трансформация напряженного состояния у динамического нанодвойника.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. **Троицкий, О. А.** Электромеханический эффект в металлах / О. А. Троицкий // Письма в ЖЭТФ. – 1969. – № 10. – С. 18–22.
2. Физические основы и технологии обработки современных материалов / О. А. Троицкий [и др.]. – М-И, I и II тома. – Ижевск : Изд-во РХД, АНО ИКИ.
3. Влияние импульсов электрического тока на двойникование монокристаллов висмута, облученных ионами углерода / В. С. Савенко [и др.] // Физика металлов и металловедение. – 1998. – Т. 85, № 5. – С. 96–105.
4. **Хирт, Дж.** Теория дислокаций / Дж. Хирт, И. Лоте. – М. : Атомиздат, 1972. – 600 с.
5. **Остриков, О. М.** Механика двойникования твердых тел: монография / О. М. Остриков. – Гомель : ГГТУ им. П.О. Сухого, 2008. – 301 с.
6. **Спицин, В. И.** Электропластическая деформация металлов / В. И. Спицин, О. А. Троицкий. – М. : Наука, 1985. – 158 с.
7. **Савенко, В. С.** Влияние импульсов тока на двойникование металлических кристаллов / В. С. Савенко // Институт физики твердого тела и полупроводников. – 1982. – Автореферат дис. к. ф.-м. н. – 16 с.

Поступила в редакцию 29.09.2014 г.

Контакты: e-mail: omostrikov@mail.ru (Остриков Олег Михайлович)

Summary

A model of dynamic nanotwin developed. On the basis of this model shows the evolution of the state of stress in the developing nanodtwin under electroplastic effect.