

УДК 538.3

МЕТОД РАСЧЕТА КОМПОНЕНТ ТЕНЗОРА ЛОКАЛИЗОВАННОЙ ПЛАСТИЧЕСКОЙ ДЕФОРМАЦИИ И ТЕНЗОРА ПЛОТНОСТИ ДИСЛОКАЦИЙ У ГРАНИЦ НЕКОГЕРЕНТНОГО ДВОЙНИКА

Ю. В. ВАСИЛЕВИЧ, О. М. ОСТРИКОВ

*Учреждение образования «Белорусский национальный
технический университет», г. Минск*

Введение

Необходимость развития теории заклинившихся двойников связана с тем, что на практике часто приходится иметь дело с двойникующимися материалами, которые предварительно обработаны давлением. В таких твердых телах уже сформирована система двойников, которые выступают в качестве концентраторов напряжений, оказывающих существенное влияние на физические свойства материала [1]. Целенаправленно изменять свойства двойникующихся материалов и разрабатывать основы технологии их обработки удобно при использовании теоретических расчетов, основанных на представлениях о дислокационной природе процесса двойникования, рассмотренной, например, А. М. Косевичем и В. С. Бойко в работе [2]. Поэтому хорошо зарекомендовавший себя в теории двойникования дислокационный подход требует дальнейшего развития.

Целью данной работы стала разработка метода расчета пластической деформации у границ клиновидного некогерентного двойника.

Постановка задачи

Клиновидные некогерентные микродвойники, как правило, возникают в монокристаллах в областях локализации внешних напряжений, например, при деформировании поверхности двойникующегося кристалла алмазной пирамидкой Виккерса, Берковича или Кнупа [1], [3]–[5]. Следует отметить, что интерес к данному явлению в настоящее время возрос из-за все более широкого применения на практике материалов с памятью формы, у которых проявляется родственное двойникованию бездиффузионное фазовое превращение.

Пусть распределение дислокаций у границы двойника задается тензором плотности дислокаций α_{ij} . Тогда в случае ненагруженного твердого тела с клиновидным двойником, следуя подходам работы [6], условие равновесия может быть записано в виде:

$$\frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} = 0, \quad \tilde{S}_{ij} - S_{ij}^r = 0, \quad \tilde{S}_{ij} \tilde{S}_{ij} < \frac{2}{3} Y_s^2,$$

$$\sigma_{ij} = -p\delta_{ij} + S_{ij}, \quad p = -K\varepsilon_{kk}^e, \quad S_{ij} = 2\mu e_{ij}^e, \quad K = \lambda + \frac{2\mu}{3},$$

$$e_{ij}^e = \varepsilon_{ij}^e - \frac{1}{3} \varepsilon_{kk}^e \delta_{ij}, \quad \varepsilon_{ij}^e = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) - \varepsilon_{ij}^p, \quad \varepsilon_{ij}^p = \frac{1}{2} (\beta_{ij} + \beta_{ji}),$$

$$\tilde{S}_{ij} = S_{ij} + S'_{ij}, \quad S'_{ij} = \sigma'_{ij} - \frac{1}{3} \sigma'_{kk} \delta_{ij}, \quad \sigma'_{ij} = -C \varepsilon_{jkl} \frac{\partial \alpha_{li}}{\partial x_k}, \quad \alpha_{ji} = \varepsilon_{jsp} \frac{\partial \beta_{pi}}{\partial x_s}, \quad (1)$$

где u_i – компоненты вектора перемещений; σ_{ij} – тензор напряжений; ε_{ij} – тензор деформаций; β_{ij} – тензор пластической дисторсии; S_{ij} – тензор девиатора напряжений; \tilde{S}_{ij} – девиатор полных напряжений; S_{ij}^r – напряжения сил трения покоя; Y_s – предел текучести материала; e_{ij} – тензор девиатора деформаций; α_{ji} – тензор плотности дислокаций; ε_{ijk} – абсолютно антисимметричный тензор Леви-Чивиты; δ_{ij} – символ Кронекера; p – давление; K – модуль объемного сжатия; μ – модуль сдвига; индекс e обозначает упругие деформации; индекс p обозначает пластические деформации; σ'_{ij} – вихревые самоуравновешенные напряжения, определяемые по формуле [6]:

$$\sigma'_{ij} = -C \varepsilon_{jkl} \frac{\partial \alpha_{li}}{\partial x_k} = -C \varepsilon_{jkl} \varepsilon_{lsp} \frac{\partial^2 \beta_{pi}}{\partial x_k \partial x_s}, \quad (2)$$

где C – константа.

Граничные условия для рассматриваемой задачи ненагруженного упругого полупространства имеют вид:

$$f_i = \sigma_{ij} n_j, \quad \varepsilon_{kjl} n_j \alpha_{li} = 0, \quad (3)$$

где f_i – поверхностная сила; n_j – компоненты вектора нормали к поверхности.

Условия (1) правомерны для использования в задаче о клиновидном микродвойнике, рассматриваемом в деформируемом твердом теле, как упорядоченное скопление дислокаций, так как с позиций континуальной теории дислокаций единичная дислокация представляется незаконченным сдвигом в сплошной среде [7]. Если для единичной дислокации справедливы подходы механики сплошных сред, то такие же подходы применимы и для групп дислокаций.

В (1) соотношения, связывающие тензора пластической деформации, пластической дисторсии и внутренних напряжений получены исходя из равенства нулю поверхностных интегралов в условии экстремальности $\delta S = 0$, где S – действие, определяемого как $S = \int L dt$ [8]. Здесь L – лагранжиан, который состоит из двух частей [9]:

$$L = L_e(D_4 u_i, D_j u_i) + L_d(J_{ij}, \alpha_{ij}), \quad (4)$$

где

$$J_{ij} = - \left(\frac{\partial \beta_{ij}}{\partial t} + \frac{\partial \beta_{4j}}{\partial x_i} \right) \quad (5)$$

поток дислокаций.

Лагранжиан L инвариантен при преобразованиях [9]:

$$u'_i = u_i + h_i(x_j, t). \quad (6)$$

При $\frac{\partial u_j}{\partial x_j} \ll 1$ $L_e(D_4 u_i, D_j u_i)$ находится из лагранжиана [8]:

$$L_e = \int dV \left[\frac{1}{2} \rho \dot{u}_i \dot{u}_i - \frac{\lambda}{2} \frac{\partial u_i}{\partial x_i} \frac{\partial u_j}{\partial x_j} - \frac{\mu}{2} \left(\frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \frac{\partial u_j}{\partial x_i} \right) \right], \quad (7)$$

где $\dot{u}_i = \frac{\partial u_i}{\partial t}$, ρ – плотность; λ, μ – коэффициенты Ламе. При этом используется замена [9]:

$$\frac{\partial u_i}{\partial t} \rightarrow D_4 u_i = \frac{\partial u_i}{\partial t} + \beta_{4i}, \quad \frac{\partial u_i}{\partial x_j} \rightarrow D_j u_i = \frac{\partial u_i}{\partial x_j} + \beta_{ji}. \quad (8)$$

Здесь $\beta_{4i}(x_k, t)$, $\beta_{ji}(x_k, t)$ – калибровочные поля, связанные с лагранжианом [9]:

$$L_d = \frac{1}{2} \int (B J_{ji} J_{ji} - C \alpha_{ij} \alpha_{ij}) dV, \quad (9)$$

где B – новая константа.

Тензора J_{ji} и α_{ij} , входящие в (9), удовлетворяют соотношениям:

$$\int_S \alpha_{ij} n_i dS = \int_S \varepsilon_{ikl} \frac{\partial \beta_{lj}}{\partial x_k} n_i dS = \oint \beta_{ij} dx_l = B_j; \quad (10)$$

$$- \int_{\partial S} J_{ij} dx_i = \oint \frac{\partial \beta_{ij}}{\partial t} dx_i = \frac{\partial B_j}{\partial t}, \quad (11)$$

где B_j – сумма векторов Бюргера всех дислокаций; ∂S – контур, ограничивающий площадку S , которую пересекают линии дислокаций.

Подставляя лагранжиан (4) в уравнение Эйлера–Лагранжа [8]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial L}{\partial \dot{q}_i} \right) + \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial L}{\partial q_{i,j}} \right) - \left(\frac{\partial L}{\partial q_i} \right) = 0, \quad (12)$$

где переменные $q_i = \{u_i, \beta_{4i}, \beta_{ij}\}$ определяются из уравнения $\delta S = 0$, получим [9]:

$$B \frac{\partial}{\partial x_j} \left(\frac{\partial \beta_{ji}}{\partial t} + \frac{\partial \beta_{4i}}{\partial x_j} \right) = \rho \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + \beta_{4i} \right); \quad (13)$$

$$B \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \beta_{ji}}{\partial t} + \frac{\partial \beta_{4i}}{\partial x_j} \right) = -C \varepsilon_{jkl} \frac{\partial \alpha_{ji}}{\partial x_k} + \sigma_{ij}; \quad (14)$$

$$\rho \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial u_i}{\partial t} + \beta_{4i} \right) = \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j}. \quad (15)$$

Для σ_{ij} , входящих в (13)–(15), справедливы формулы (1).

Тензор плотности дислокаций может быть определен по формуле [10]:

$$\alpha_{ij} = \sum_q \tau_i^q b_j^q f^q, \quad (16)$$

где τ^q – единичный вектор, направленный по касательной к дислокационной линии; b^q – вектор Бюргерса; f^q – функция распределения дислокаций; q обозначает сорт дислокаций, и суммирование ведется по всем их типам.

Формула (16) позволяет перейти к определяемой экспериментально плотности дислокаций [10]:

$$\rho_d = \sum_{ijl} (\tau_i^q b_j^q)^{-1} \alpha_{ij}. \quad (17)$$

Сопоставляя (16) и (17), получим, что

$$\rho_d = \sum_q f^q. \quad (18)$$

Частным случаем задачи (1) является плоскодеформированное состояние, для которого (1) примет вид [11]:

$$\begin{aligned} \alpha_{zx} &= \frac{\partial \beta_{yx}}{\partial x} - \frac{\partial \beta_{xx}}{\partial y}, \quad \alpha_{zy} = \frac{\partial \beta_{yy}}{\partial x} - \frac{\partial \beta_{xy}}{\partial y}, \\ \beta_{xx} + \beta_{yy} &= 0, \quad \varepsilon_{xy}^p = \frac{1}{2}(\beta_{xy} + \beta_{yx}), \quad \varepsilon_{xx}^p = \beta_{xx}, \\ \frac{\partial \sigma_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial y} &= 0, \quad \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial x} + \frac{\partial \sigma_{yy}}{\partial y} = 0, \\ \sigma_{xx} &= -p + S_{xx}, \quad \sigma_{yy} = -p + S_{yy}, \quad \sigma_{xy} = S_{xy}, \\ p &= K \left(\frac{\rho}{\rho_0} - 1 \right), \quad \frac{\rho}{\rho_0} = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}, \\ S_{ij} &= 2\mu e_{ij}^e, \quad e_{ij} = e_{ij}^e + e_{ij}^p, \quad e_{ij}^p = \varepsilon_{ij}^p, \\ e_{xx} &= \varepsilon_{xx} - \frac{1}{3}(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}), \quad e_{yy} = \varepsilon_{yy} - \frac{1}{3}(\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}), \quad e_{xy} = \varepsilon_{xy}, \\ \varepsilon_{xx} &= \frac{\partial u_x}{\partial x}, \quad \varepsilon_{yy} = \frac{\partial u_y}{\partial y}, \quad \varepsilon_{xy} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_x}{\partial y} + \frac{\partial u_y}{\partial x} \right), \\ \tilde{\sigma}_{xx} &= \sigma_{xx} + \sigma'_{xx}, \quad \tilde{\sigma}_{yy} = \sigma_{yy} + \sigma'_{yy}, \quad \tilde{\sigma}_{xy} = \sigma_{xy} + \sigma'_{xy}, \quad \tilde{\sigma}_{yx} = \sigma_{yx} + \sigma'_{yx}, \\ \sigma'_{xx} &= -C \frac{\partial \alpha_{zx}}{\partial y}, \quad \sigma'_{yy} = C \frac{\partial \alpha_{zy}}{\partial x}, \quad \sigma'_{xy} = C \frac{\partial \alpha_{zx}}{\partial x}, \quad \sigma'_{yx} = -C \frac{\partial \alpha_{zy}}{\partial y}. \end{aligned} \quad (19)$$

Граничные условия (3) в этом случае примут вид:

$$\sigma_{xx} n_x + \sigma_{xy} n_y = 0, \quad \sigma_{yy} n_y + \sigma_{yx} n_x = 0, \quad \alpha_{zx} = \alpha_{zy} = 0. \quad (20)$$

Как было показано в [11], систему уравнений для нахождения β_{ij} , e_{ij}^p можно представить в следующем виде

$$\frac{\partial \beta_{xy}}{\partial x} - \frac{\partial \beta_{xx}}{\partial y} = \alpha_{zx}, \quad \frac{\partial \beta_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \beta_{xy}}{\partial y} = -\alpha_{zy}, \quad e_{ij}^p = \beta_{ij}. \quad (21)$$

Отсюда после дифференцирования левой и правой части двух первых уравнений в (21), с учетом того, что $\beta_{xx} = -\beta_{yy}$, получим:

$$\frac{\partial^2 \beta_{xx}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \beta_{xx}}{\partial y^2} = -\left(\frac{\partial \alpha_{zy}}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_{zx}}{\partial y} \right), \quad \frac{\partial^2 \beta_{xy}}{\partial x^2} - \frac{\partial^2 \beta_{xy}}{\partial y^2} = \frac{\partial \alpha_{zx}}{\partial x} + \frac{\partial \alpha_{zy}}{\partial y}. \quad (22)$$

Заметим, что уравнения равновесия из (19) могут быть представлены в виде уравнений Навье [11]:

$$\begin{aligned} \Delta u_x + \frac{1}{1-2\nu} \frac{\partial}{\partial x} \operatorname{div} \vec{u} &= 2 \left(\frac{\partial \beta_{xx}}{\partial x} + \frac{\partial \beta_{xy}}{\partial y} \right), \\ \Delta u_y + \frac{1}{1-2\nu} \frac{\partial}{\partial y} \operatorname{div} \vec{u} &= 2 \left(\frac{\partial \beta_{xy}}{\partial x} - \frac{\partial \beta_{xx}}{\partial y} \right), \end{aligned} \quad (23)$$

где

$$\begin{aligned} \Delta &= \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \\ \operatorname{div} \vec{u} &= \frac{\partial u_x}{\partial x} + \frac{\partial u_y}{\partial y}. \end{aligned}$$

Метод расчета тензора пластической деформации, локализованной у границ некогерентного двойника. Пусть дислокации непрерывно распределены на двойниковых границах, форма которых описывается функциями $f_1(x_0)$ и $f_2(x_0)$. Пусть дислокации на данных границах параллельны друг другу. Являясь концентраторами больших внутренних напряжений, некогерентные двойниковые границы пластифицируют прилегающие к ним области, генерируя дополнительные дислокации, наличие которых также будем учитывать. Поставленную задачу можно решать двумя способами: 1) задав тензор α_{ij} и, решив уравнения Пуассона (22), найти β_{ij} ; 2) задав β_{ij} и используя уравнения (21), найти α_{ij} .

Необходимость задания α_{ij} или β_{ij} обусловлена тем, что для нахождения четырех компонент α_{zx} , α_{zy} , β_{xx} и β_{xy} тензоров плотности дислокаций и пластической дисторсии имеется только два уравнения: (21) или (22). Проще решается задача вторым из отмеченных выше способов. Учитывая локализацию пластической деформации на двойниковых границах, в этом случае для компонент тензора пластической дисторсии и тензора пластической деформации можно записать:

$$\beta_{xx}(x, y) = \varepsilon_{xx}^p(x, y) = \frac{A_1}{\pi N^2 a^2} \left[\int_0^L \sqrt{1 + (f_1'(x_0))^2} e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-f_1(x_0))^2}{2N^2 a^2}} dx_0 + \right.$$

$$\begin{aligned}
& + \int_0^L \sqrt{1 + (f_2'(x_0))^2} e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-f_2(x_0))^2}{2N^2 a^2}} dx_0 \Big], \\
\beta_{xy}(x, y) = \varepsilon_{xy}^p(x, y) = & \frac{A_2}{\pi N^2 a^2} \left[\int_0^L \sqrt{1 + (f_1'(x_0))^2} e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-f_1(x_0))^2}{2N^2 a^2}} dx_0 + \right. \\
& \left. + \int_0^L \sqrt{1 + (f_2'(x_0))^2} e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-f_2(x_0))^2}{2N^2 a^2}} dx_0 \right], \quad (24)
\end{aligned}$$

где b – модуль вектора Бюргера; A_1 и A_2 – константы; a – межатомное расстояние; N – число плоскостей, между которыми распределены двойникоующие дислокации; x_0 – параметр интегрирования.

Локализация пластической деформации на двойниковых границах обусловлена, во-первых, самими двойникоующими дислокациями, являющимися носителями пластической деформации, а во-вторых, согласно экспериментальным данным [1]–[5], некогерентные двойниковые границы, являясь концентраторами больших внутренних напряжений, вносят в прилегающих к ним областях необратимые изменения, связанные с генерацией полных, либо частичных, дислокаций, которые также являются носителями пластической деформации. Таким образом, выбор функций (24) удовлетворительно описывает локализацию пластической деформации в области двойниковых границ (рис. 1). При этом под модулем вектора Бюргера в (16), (17) подразумевается усредненное значение модулей этих векторов у двойникоующих и сгенерированных полных дислокаций, находящихся у двойниковых границ. При получении результата, представленного на рис. 1, принималось: $L = 50$ мкм, $H = 10$ мкм, $A_1 = 10^3 \text{ м}^{-1}$, $N = 4$, $a = 3 \cdot 10^{-10}$ м; форма границ двойника принималась прямолинейной и описывалась функциями:

$$\begin{aligned}
f_1(x_0) &= \frac{H}{2} \left(1 - \frac{x_0}{L} \right), \\
f_2(x_0) &= -\frac{H}{2} \left(1 - \frac{x_0}{L} \right). \quad (25)
\end{aligned}$$

Подстановка (23) в (21) дает

$$\begin{aligned}
\alpha_{zx}(x, y) = & \frac{A_1}{\pi N^4 a^4} \left[\int_0^L \sqrt{1 + (f_1'(x_0))^2} (y - f_1(x_0)) e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-f_1(x_0))^2}{2N^2 a^2}} dx_0 + \right. \\
& \left. + \int_0^L \sqrt{1 + (f_2'(x_0))^2} (y - f_2(x_0)) e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-f_2(x_0))^2}{2N^2 a^2}} dx_0 \right] - \\
& - \frac{A_2}{\pi N^4 a^4} \left[\int_0^L \sqrt{1 + (f_1'(x_0))^2} (x - x_0) e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-f_1(x_0))^2}{2N^2 a^2}} dx_0 + \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & + \int_0^L \sqrt{1 + (f_2'(x_0))^2} (x - x_0) e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-f_2(x_0))^2}{2N^2 a^2}} dx_0 \Bigg], \\
 \alpha_{zy}(x, y) = & \frac{A_1}{\pi N^4 a^4} \left[\int_0^L \sqrt{1 + (f_1'(x_0))^2} (x - x_0) e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-f_1(x_0))^2}{2N^2 a^2}} dx_0 + \right. \\
 & \left. + \int_0^L \sqrt{1 + (f_2'(x_0))^2} (x - x_0) e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-f_2(x_0))^2}{2N^2 a^2}} dx_0 \right] + \\
 & + \frac{A_2}{\pi N^4 a^4} \left[\int_0^L \sqrt{1 + (f_1'(x_0))^2} (y - f_1(x_0)) e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-f_1(x_0))^2}{2N^2 a^2}} dx_0 + \right. \\
 & \left. + \int_0^L \sqrt{1 + (f_2'(x_0))^2} (y - f_2(x_0)) e^{-\frac{(x-x_0)^2 + (y-f_2(x_0))^2}{2N^2 a^2}} dx_0 \right]. \tag{26}
 \end{aligned}$$

Подставляя (26) в (17), не трудно найти функцию плотности дислокаций, описывающую локализацию напряжений на двойниковых границах.

Как показали результаты расчетов, компоненты тензора плотности дислокаций и плотность дислокаций имеют наибольшие значения у двойниковых границ.

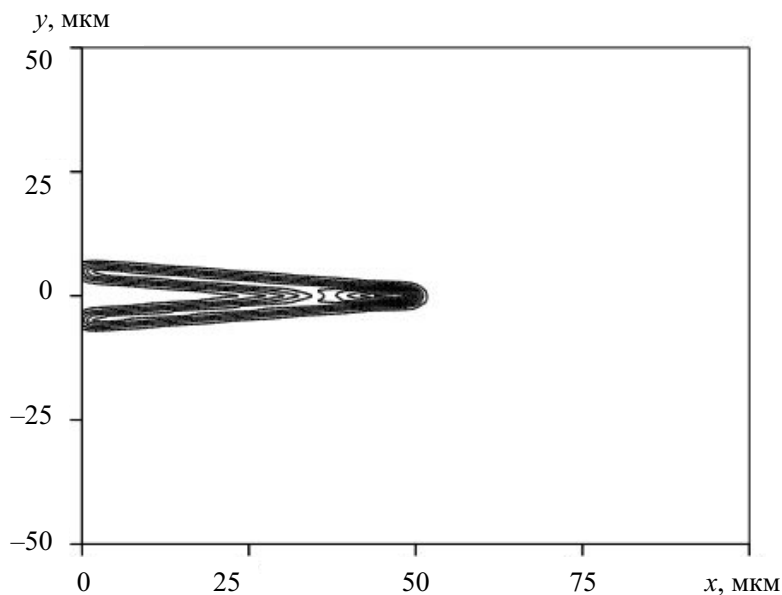


Рис. 1. Изолинии распределения у двойниковых границ значений компоненты $\varepsilon_{xx}^p(x, y)$ тензора пластической деформации

Заключение

Таким образом, решена задача о деформируемом твердом теле с дислокациями для случая двойникового. Показано, что пластическая деформация при двойниковании локализуется на двойниковых границах. Определены компоненты тензора плотности дислокаций при двойниковании.

Литература

1. Остриков, О. М. Механика двойникования твердых тел : монография / О. М. Остриков. – Гомель : ГГТУ им. П. О. Сухого, 2008. – 301 с.
2. Косевич, А. М. Дислокационная теория упругого двойникования кристаллов / А. М. Косевич, В. С. Бойко // Успехи физ. наук. – 1971. – Т. 104, № 2. – С. 101–255.
3. Остриков, О. М. Кинетика образования клиновидных двойников в кристаллах висмута, облученных нерастворимыми в матрице мишени ионами / О. М. Остриков // Физика металлов и металловедение. – 1999. – Т. 87, № 5. – С. 78–82.
4. Остриков, О. М. Влияние импульсов электрического тока на работу источников двойникоующих дислокаций в монокристаллах висмута / О. М. Остриков // Инженер.-физ. журн. – 1999. – Т. 72, № 3. – С. 592–594.
5. Остриков, О. М. Влияние облучения ионами бора на характер реализации двойникования и скольжения при длительных (более 60 с) выдержках под нагрузкой кристаллов висмута / О. М. Остриков // Инженер.-физ. журн. – 1999. – Т. 72, № 5. – С. 967–970.
6. Киселев, С. П. Внутренние напряжения в твердом теле с дислокациями / С. П. Киселев // Прикладная механика и техн. физика. – 2004. – Т. 45, № 4. – С. 131–136.
7. Хирт, Дж. Теория дислокаций / Дж. Хирт, И. Лоте. – М. : Атомиздат, 1972. – 600 с.
8. Ландау, Л. Д. Теория упругости / Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц. – М. : Наука, 1987. – 246 с.
9. Киселев, С. П. Модель упругопластического деформирования материалов на основе калибровочной теории дефектов с учетом диссипации энергии / С. П. Киселев // Прикладная механика и техн. физика. – 2004. – Т. 45, № 2. – С. 177–187.
10. Ханнанов, Ш. Х. Модель идеальной релаксации термоупругих напряжений при выращивании монокристаллов / Ш. Х. Ханнанов, С. П. Никаноров, С. И. Бахолдин // Физика твердого тела. – 2003. – Т. 45, № 6. – С. 1020–1023.
11. Белай, О. В. Расчет полей внутренних напряжений для плоскодеформированного состояния упругого тела с дислокациями / О. В. Белай, С. П. Киселев // Прикладная механика и техн. физика. – 2004. – Т. 45, № 6. – С. 116–123.

Получено 24.02.2011 г.