

<https://doi.org/10.21122/2227-1031-2018-17-6-515-520>

УДК 539.3

## Условие равновесия нетонкого винтового клиновидного двойника, находящегося вдали от поверхности недеформируемого кристалла

Докт. физ.-мат. наук, проф. Ю. В. Василевич<sup>1)</sup>, канд. физ.-мат. наук, доц. О. М. Остриков<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Белорусский национальный технический университет (Минск, Республика Беларусь),

<sup>2)</sup>Гомельский государственный технический университет имени П. О. Сухого (Гомель, Республика Беларусь)

© Белорусский национальный технический университет, 2018  
Belarusian National Technical University, 2018

**Реферат.** Получено условие равновесия нетонкого винтового клиновидного двойника, находящегося вдали от поверхности кристалла. Рассмотрен случай недеформируемого твердого тела. Установлено, что при таких условиях винтовой двойник существовать не может. Результат находится в полном соответствии с общеизвестными результатами для дислокационных стенок из винтовых дислокаций. В методике вывода условия равновесия использовалось приближение непрерывного распределения двойникоующих дислокаций на двойниковых границах. Форма двойниковых границ описывалась функциями, зависящими от плотности двойникоующих дислокаций на двойниковых границах. Принималось равенство нулю сил, действующих на двойниковые границы со стороны дислокаций двойника. Для двойникоующих дислокаций предполагалась одна степень свободы вдоль направления двойникования. В модели эффекты переползания дислокаций исключены. Расчет полей напряжений двойника велся в рамках теории упругости. При этом рассматривалась суперпозиция напряжений от каждой двойниковой границы. Решение уравнений искали в виде полинома. Детально рассмотрено линейное приближение такого решения. Полученное условие равновесия выполняется при двух равных нулю значениях – длины двойника и его ширины у устья. Результат имеет большое значение в области механики двойникоующихся материалов, материалов с эффектом памяти формы, а также в разработке методик прогнозирования разрушения и функционирования двойникоующихся материалов.

**Ключевые слова:** механическое двойникование, остаточный двойник, условие равновесия, двойникоующая дислокация, винтовой двойник

**Для цитирования:** Василевич, Ю. В. Условие равновесия нетонкого винтового клиновидного двойника, находящегося вдали от поверхности недеформируемого кристалла / Ю. В. Василевич, О. М. Остриков // *Наука и техника*. 2018. Т. 17, № 6. С. 515–520. <https://doi.org/10.21122/2227-1031-2018-17-6-515-520>

## The Equilibrium Condition of a Non-Thin Screw Wedge-Shaped Twin Located in the Distance from the Surface of an Undeformed Crystal

Yu. V. Vasilevich<sup>1)</sup>, O. M. Ostrikov<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup>Belarusian National Technical University (Minsk, Republic of Belarus),

<sup>2)</sup>P. O. Sukhoi State Technical University of Gomel (Gomel, Republic of Belarus)

**Abstract.** The equilibrium condition for a non-thin helical wedge-shaped twin located far from the surface of the crystal is obtained. The case of an undeformed solid is considered. It is established that under such conditions a helical twin can not

---

### Адрес для переписки

Василевич Юрий Владимирович  
Белорусский национальный технический университет  
просп. Независимости, 65,  
220013, г. Минск, Республика Беларусь  
Тел.: +375 17 293-92-36  
smat@bntu.by

### Address for correspondence

Vasilevich Yuriy V.  
Belarusian National Technical University  
65 Nezavisimosty Ave.,  
220013, Minsk, Republic of Belarus  
Tel: +375 17 293-92-36  
smat@bntu.by

twin can not exist under such conditions. The result is in full conformity with generally known results for dislocation walls from helical dislocations. An approximation for continuous distribution of twinning dislocations at twin boundaries has been used in methodology for deriving an equilibrium condition. The shape of the twin boundaries has been described by functions that depend on density of the twinning dislocations at the twin boundaries. It has been assumed that the forces acting on the twin boundaries from the side of the twin dislocations are equal to zero. One degree of freedom along a twinning direction has been presupposed for twinning dislocations. Dislocation creeping effects have been excluded in the model. A calculation of stress fields for a twin has been carried out within the framework of an elasticity theory. In this case a superposition of stresses from each twin boundary has been considered. The solution of equations has been sought in the form of a polynomial. A linear approximation of such solution is considered in detail. The resulting equilibrium condition is satisfied for two values equal to zero that is a twin length and its width at the mouth. The result is important in the field of mechanics for twinning materials, shape memory materials, and in the development of techniques for predicting destruction and functioning of twinning materials.

**Keywords:** mechanical twinning, residual twin, equilibrium condition, twinning dislocation, helical twin

**For citation:** Vasilevich Yu. V., Ostrikov O. M. (2018) The Equilibrium Condition of a Non-Thin Screw Wedge-Shaped Twin Located in the Distance from the Surface of an Undeformed Crystal. *Science and Technique*. 17 (6), 515–520. <https://doi.org/10.21122/2227-1031-2018-17-6-515-520> (in Russian)

### Введение

Возможность зарождения и существования механических двойников вдали от поверхности кристалла экспериментально была показана еще в первой половине прошлого века [1]. Существует теория тонких двойников, находящихся вдали от поверхности [2–5]. В [6–8] развивается теория остаточных нетонких механических двойников. Эта теория требует дальнейшего развития, так как границы нетонких двойников являются концентраторами больших внутренних напряжений, способствующих зарождению трещин [9, 10].

Целью данной работы стал вывод условия равновесия винтового клиновидного двойника, находящегося вдали от поверхности твердого тела, в приближении непрерывного распределения двойникоующих дислокаций на двойниковых границах.

### Постановка задачи

Контур клиновидного двойника в плоскости, перпендикулярной плоскости двойникова-ния, схематически представлен на рис. 1.

Форму границ двойникового клина будем описывать функциями  $f_1(\xi)$  и  $f_2(\xi)$ , где  $\xi$  – текущая координата точки на границе двойника (рис. 1). В данной работе не будем учитывать напряжения дислокаций устья двойника, форма которого на рис. 1 описана функцией  $f_3(\xi)$ . Также зададимся вопросом о равновесной форме двойника без учета напряжений их концентратора (рис. 1), у которого зародился двойник. Пусть двойникоующим дислокациям не будут

препятствовать силы трения, или величина этих сил пусть будет пренебрежимо малой. Тогда для равновесия двойника необходимо выполнение условий:

$$\vec{F}_1 = 0, \tag{1}$$

$$\vec{F}_2 = 0, \tag{2}$$

где  $\vec{F}_1$  – сила, действующая в точке на границе 1 двойника со стороны поля напряжений двойникоующих дислокаций на границах 1 и 2;  $\vec{F}_2$  – то же, действующая в точке на границе 2 двойника со стороны поля напряжений двойникоующих дислокаций на границах 1 и 2.

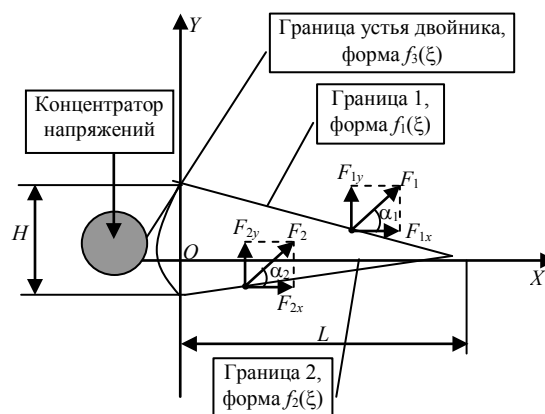


Рис. 1. Схематическое изображение клиновидного двойника, находящегося вдали от поверхности кристалла

Fig. 1. Schematic diagram of wedge-shaped twin located at distance from crystal surface

Введем запрет на перемещение двойникоующих дислокаций вдоль оси OY, т. е. исключим процесс переползания дислокаций. Тогда из (1) и (2) получим:

$$F_{1x} = F_{11x} + F_{21x} = 0; \quad (3)$$

$$F_{2x} = F_{22x} + F_{12x} = 0, \quad (4)$$

где  $F_{11x}$  – проекция на ось  $OX$  (рис. 1) силы, действующей на двойникующие дислокации на границе 1 со стороны поля напряжений, созданного дислокациями этой же границы;  $F_{21x}$  – то же на ось  $OX$  силы, действующей на двойникующие дислокации на границе 1 со стороны поля напряжений, созданного двойникующими дислокациями границы 2;  $F_{22x}$  – компонента силы, действующей на двойникующие дислокации на границе 2 со стороны поля напряжений, созданного дислокациями этой же границы;  $F_{12x}$  – то же силы, действующей на двойникующие дислокации на границе 2 со стороны поля напряжений, созданного двойникующими дислокациями границы 1.

Согласно [11], проекции сил (3) и (4) могут быть найдены с использованием соотношения

$$F_x = b_b \sigma_{yz}, \quad (5)$$

где  $b_b$  – модуль винтовой составляющей вектора Бюргера двойникующей дислокации;  $\sigma_{yz}$  – сдвиговая компонента тензора напряжений, созданных дислокациями границ двойника.

В рамках теории упругости справедливо соотношение

$$\sigma_{yz}(x, y) = \sigma_{yz}^{(1)}(x, y) + \sigma_{yz}^{(2)}(x, y), \quad (6)$$

где  $\sigma_{yz}^{(1)}(x, y)$ ,  $\sigma_{yz}^{(2)}(x, y)$  – напряжение, обусловленное первой и второй границами двойника соответственно.

Как было показано в [8], напряжения (6) рассчитываются по формулам:

$$\begin{aligned} \sigma_{yz}^{(1)}(x, y) = \\ = \int_0^L \sqrt{1 + (f_1'(\xi))^2} \rho_1(\xi) \sigma_{yz}^{(1,0)}(x, y, \xi, f_1(\xi)) d\xi; \end{aligned} \quad (7)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{yz}^{(2)}(x, y) = \\ = \int_0^L \sqrt{1 + (f_2'(\xi))^2} \rho_2(\xi) \sigma_{yz}^{(2,0)}(x, y, \xi, f_2(\xi)) d\xi, \end{aligned} \quad (8)$$

где

$$\sigma_{yz}^{(1,0)}(x, y, \xi, f_1(\xi)) = \frac{\mu b_b}{2\pi} \frac{x - \xi}{(x - \xi)^2 + (y - f_1(\xi))^2}; \quad (9)$$

$$\sigma_{yz}^{(2,0)}(x, y, \xi, f_2(\xi)) = \frac{\mu b_b}{2\pi} \frac{x - \xi}{(x - \xi)^2 + (y - f_2(\xi))^2}; \quad (10)$$

$L$  – величина проекции на ось  $OX$  границ двойника (рис. 1);  $\rho_1(\xi)$ ,  $\rho_2(\xi)$  – плотность двойникующих дислокаций на первой и второй двойниковых границах;  $\mu$  – модуль сдвига;  $\nu$  – коэффициент Пуассона.

Формулы (9) и (10) использованы для двойника, находящегося вдали от поверхности кристалла [1].

С учетом (7)–(10) в (3) и (4) можно принять:

$$\begin{aligned} F_{11x} = b_b \int_0^L \int_0^L \sqrt{1 + (f_1'(\xi))^2} \rho_1(\xi) \sigma_{yz}^{(1,0)} \times \\ \times (\zeta, f_1(\zeta), \xi, f_1(\xi)) d\xi d\zeta; \end{aligned} \quad (11)$$

$$\begin{aligned} F_{21x} = b_b \int_0^L \int_0^L \sqrt{1 + (f_2'(\xi))^2} \rho_2(\xi) \sigma_{yz}^{(2,0)} \times \\ \times (\zeta, f_1(\zeta), \xi, f_2(\xi)) d\xi d\zeta; \end{aligned} \quad (12)$$

$$\begin{aligned} F_{22x} = b_b \int_0^L \int_0^L \sqrt{1 + (f_2'(\xi))^2} \rho_2(\xi) \sigma_{yz}^{(2,0)} \times \\ \times (\zeta, f_2(\zeta), \xi, f_2(\xi)) d\xi d\zeta; \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} F_{12x} = b_b \int_0^L \int_0^L \sqrt{1 + (f_1'(\xi))^2} \rho_1(\xi) \sigma_{yz}^{(1,0)} \times \\ \times (\zeta, f_2(\zeta), \xi, f_1(\xi)) d\xi d\zeta, \end{aligned} \quad (14)$$

где  $\zeta$  – параметр интегрирования;

$$\begin{aligned} \sigma_{yz}^{(1,0)}(\zeta, f_1(\zeta), \xi, f_1(\xi)) = \\ = \frac{\mu b_b}{2\pi} \frac{\zeta - \xi}{(\zeta - \xi)^2 + (f_1(\zeta) - f_1(\xi))^2}; \end{aligned} \quad (15)$$

$$\begin{aligned} \sigma_{yz}^{(2,0)}(\zeta, f_1(\zeta), \xi, f_2(\xi)) = \\ = \frac{\mu b_b}{2\pi} \frac{\zeta - \xi}{(\zeta - \xi)^2 + (f_1(\zeta) - f_2(\xi))^2}; \end{aligned} \quad (16)$$

$$\sigma_{yz}^{(2,0)}(\zeta, f_2(\zeta), \xi, f_2(\xi)) = \frac{\mu b_B}{2\pi} \cdot \frac{\zeta - \xi}{(\zeta - \xi)^2 + (f_2(\zeta) - f_2(\xi))^2}; \quad (17)$$

$$\sigma_{yz}^{(1,0)}(\zeta, f_2(\zeta), \xi, f_1(\xi)) = \frac{\mu b_B}{2\pi} \cdot \frac{\zeta - \xi}{(\zeta - \xi)^2 + (f_2(\zeta) - f_1(\xi))^2}. \quad (18)$$

Подставим (11)–(14) в (3) и (4). В результате получим:

$$\int_0^L \int_0^L \sqrt{1 + (f_1'(\xi))^2} \rho_1(\xi) \sigma_{yz}^{(1,0)}(\zeta, f_1(\zeta), \xi, f_1(\xi)) d\xi d\zeta + \int_0^L \int_0^L \sqrt{1 + (f_2'(\xi))^2} \rho_2(\xi) \sigma_{yz}^{(2,0)}(\zeta, f_2(\zeta), \xi, f_2(\xi)) d\xi d\zeta = 0; \quad (19)$$

$$\int_0^L \int_0^L \sqrt{1 + (f_1'(\xi))^2} \rho_1(\xi) \sigma_{yz}^{(1,0)}(\zeta, f_1(\zeta), \xi, f_1(\xi)) d\xi d\zeta + \int_0^L \int_0^L \sqrt{1 + (f_2'(\xi))^2} \rho_2(\xi) \sigma_{yz}^{(2,0)}(\zeta, f_2(\zeta), \xi, f_2(\xi)) d\xi d\zeta = 0. \quad (20)$$

Решение данных уравнений будем искать в виде полиномов [12, 13]:

$$f_1(\xi) = a_0 \xi^0 + a_1 \xi^1 + \dots + a_{n-1} \xi^{n-1} + \dots + a_n \xi^n; \quad (21)$$

$$f_1(\zeta) = a_0 \zeta^0 + a_1 \zeta^1 + \dots + a_{n-1} \zeta^{n-1} + \dots + a_n \zeta^n; \quad (22)$$

$$f_2(\xi) = b_0 \xi^0 + b_1 \xi^1 + \dots + b_{m-1} \xi^{m-1} + \dots + b_m \xi^m; \quad (23)$$

$$f_2(\zeta) = b_0 \zeta^0 + b_1 \zeta^1 + \dots + b_{m-1} \zeta^{m-1} + \dots + b_m \zeta^m, \quad (24)$$

где  $a_i, b_j$  – коэффициенты ( $i = 0, 1, \dots, n; j = 0, 1, \dots, m$ ).

При этом для (19) и (20) учтем соотношения:

$$\rho_1(\xi) = \frac{1}{c} \frac{df_1(\xi)}{d\xi}; \quad (25)$$

$$\rho_2(\xi) = \frac{1}{c} \frac{df_2(\xi)}{d\xi}, \quad (26)$$

где  $c$  – межплоскостное расстояние в плоскости, перпендикулярной плоскости двойникования.

В первом приближении (при  $n = 1$  и  $m = 1$ ) из (21)–(24) получим:

$$f_1(\xi) = a_0 + a_1 \xi, \quad f_1(\zeta) = a_0 + a_1 \zeta; \quad (27)$$

$$f_2(\xi) = b_0 + b_1 \xi, \quad f_2(\zeta) = b_0 + b_1 \zeta; \quad (28)$$

$$f_1'(\xi) = a_0, \quad f_2'(\xi) = b_0, \quad \rho_1(\xi) = \frac{a_0}{c}, \quad \rho_2(\xi) = \frac{b_0}{c}; \quad (29)$$

$$f_1(\zeta) - f_1(\xi) = a_1(\zeta - \xi), \quad f_1(\zeta) - f_2(\xi) = (a_0 - b_0) + (a_1 \zeta - b_1 \xi); \quad (30)$$

$$f_2(\zeta) - f_2(\xi) = b_1(\zeta - \xi), \quad f_2(\zeta) - f_1(\xi) = (b_0 - a_0) + (b_1 \zeta - a_1 \xi). \quad (31)$$

Далее соотношения (15)–(18) преобразуются в:

$$\sigma_{yz}^{(1,0)}(\zeta, f_1(\zeta), \xi, f_1(\xi)) = \frac{\mu b_B}{2\pi(1+a_1^2)} \frac{1}{\zeta - \xi}; \quad (32)$$

$$\sigma_{yz}^{(2,0)}(\zeta, f_1(\zeta), \xi, f_2(\xi)) = \frac{\mu b_B}{2\pi} \cdot \frac{\zeta - \xi}{(\zeta - \xi)^2 + ((a_0 - b_0) + (a_1 \zeta - b_1 \xi))^2}; \quad (33)$$

$$\sigma_{yz}^{(2,0)}(\zeta, f_2(\zeta), \xi, f_2(\xi)) = \frac{\mu b_B}{2\pi(1+b_1^2)} \frac{1}{\zeta - \xi}; \quad (34)$$

$$\sigma_{yz}^{(1,0)}(\zeta, f_2(\zeta), \xi, f_1(\xi)) = \frac{\mu b_B}{2\pi} \cdot \frac{\zeta - \xi}{(\zeta - \xi)^2 + ((b_0 - a_0) + (b_1 \zeta - a_1 \xi))^2}, \quad (35)$$

а соотношения (19) и (20) в:

$$\frac{a_0 \sqrt{1+a_0^2}}{c(1+a_1^2)} \int_0^L \int_0^L \frac{1}{\zeta - \xi} d\xi d\zeta + \frac{b_0 \sqrt{1+b_0^2}}{c} \times \int_0^L \int_0^L \frac{\zeta - \xi}{(\zeta - \xi)^2 + ((a_0 - b_0) + (a_1 \zeta - b_1 \xi))^2} d\xi d\zeta = 0; \quad (36)$$

$$\frac{b_0\sqrt{1+b_0^2}}{c(1+b_1^2)} \int_0^L \int_0^L \frac{1}{\zeta-\xi} d\xi d\zeta + \frac{a_0\sqrt{1+a_0^2}}{c} \times$$

$$\times \int_0^L \int_0^L \frac{\zeta-\xi}{(\zeta-\xi)^2 + ((b_0-a_0) + (b_1\zeta - a_1\xi))^2} d\xi d\zeta = 0. \quad (37)$$

Из (36) и (37) после несложных преобразований получим условие равновесия рассматриваемого винтового двойника в твердом теле после снятия нагрузок и при допущении о нулевой силе трения для двойникующих дислокаций

$$\frac{b_0\sqrt{1+b_0^2}(1+a_1^2)}{a_0\sqrt{1+a_0^2}} \times$$

$$\times \int_0^L \int_0^L \frac{\zeta-\xi}{(\zeta-\xi)^2 + ((a_0-b_0) + (a_1\zeta - b_1\xi))^2} d\xi d\zeta -$$

$$- \frac{a_0\sqrt{1+a_0^2}(1+b_1^2)}{b_0\sqrt{1+b_0^2}} \times$$

$$\times \int_0^L \int_0^L \frac{\zeta-\xi}{(\zeta-\xi)^2 + ((b_0-a_0) + (b_1\zeta - a_1\xi))^2} d\xi d\zeta = 0. \quad (38)$$

Принимаем:

$$a_0 = \frac{H}{2}; a_1 = -\frac{H}{2L}; b_0 = -\frac{H}{2}; b_1 = \frac{H}{2L}, \quad (39)$$

где  $H$  – ширина двойника у устья (рис. 1).

Тогда для функций, описывающих форму границ двойника, получим:

$$f_1(\xi) = \frac{H}{2} \left(1 - \frac{\xi}{L}\right); f_1(\zeta) = \frac{H}{2} \left(1 - \frac{\zeta}{L}\right); \quad (40)$$

$$f_2(\xi) = -\frac{H}{2} \left(1 - \frac{\xi}{L}\right); f_2(\zeta) = -\frac{H}{2} \left(1 - \frac{\zeta}{L}\right). \quad (41)$$

В данном случае (38) примет вид

$$\int_0^L \int_0^L \left( \frac{\zeta-\xi}{(\zeta-\xi)^2 + H^2 \left(1 - \frac{\zeta+\xi}{2L}\right)^2} - \right.$$

$$\left. - \frac{\zeta-\xi}{(\zeta-\xi)^2 + H^2 \left(\frac{\zeta+\xi}{2L} - 1\right)^2} \right) d\xi d\zeta = 0. \quad (42)$$

Это условие выполняется при  $L = 0$ , что соответствует расположению двойникующих дислокаций в стенку. Однако известно [11], что такое расположение винтовых дислокаций неустойчиво. Учитывая второе значение, при котором выполняется условие (42), это  $H = 0$ , стенка винтовых дислокаций стремится к захлопыванию. В связи с этим можно заключить, что устойчивое равновесие нетонкого клиновидного винтового двойника, находящегося вдали от поверхности недеформируемого твердого тела, отсутствует.

### ВЫВОД

На основании дислокационной модели двойника в приближении непрерывного распределения двойникующих дислокаций на двойниковых границах получено условие равновесия нетонкого клиновидного винтового двойника, находящегося вдали от поверхности кристалла. Установлено, что такой двойник в недеформируемом твердом теле не имеет устойчивой равной формы.

### ЛИТЕРАТУРА

1. Якутович, М. В. Форма механического двойника и причины, ее обуславливающие / М. В. Якутович, Э. С. Яковлева // Журнал экспериментальной и теоретической физики. 1939. Т. 9, № 7. С. 882–888.
2. Косевич, А. М. Дислокации в теории упругости / А. М. Косевич. Киев: Наук. думка, 1978. 220 с.
3. Косевич, А. М. Дислокационная теория упругого двойникового кристаллов / А. М. Косевич, В. С. Бойко // Успехи физических наук. 1971. Т. 104, № 2. С. 201–254. <https://doi.org/10.3367/ufnr.0104.197106b.0201>.
4. Косевич, А. М. О дислокационной модели двойникового / А. М. Косевич, Л. А. Пастур // Физика твердого тела. 1961. Т. 3, № 4. С. 1291–1297.
5. Классен-Неклюдова, М. В. Механическое двойникование кристаллов / М. В. Классен-Неклюдова. М.: АН СССР, 1960. 262 с.
6. Василевич, Ю. В. Условие равновесия остаточного краевого клиновидного нанодвойника в постдеформированном твердом теле / Ю. В. Василевич, О. М. Остриков // Наука и техника. 2017. Т. 16, № 4. С. 335–342. <https://doi.org/10.21122/2227-1031-2017-16-4-335-342>.
7. Василевич, Ю. В. Выполнение условия равновесия твердого тела с нетонким остаточным двойником в случае плосконапряженного состояния / Ю. В. Василевич, О. М. Остриков // Машиностроение: респ. межвед. сб. науч. трудов. Минск: БНТУ, 2017. Вып. 30. С. 195–199.

8. Остриков, О. М. Механика двойникования твердых тел / О. М. Остриков. Гомель: Гомельский госуд. техн. ун-т имени П. О. Сухого, 2008. 301 с.
9. Влияние двойников на зарождение трещин в Fe + 3,25 % Si при интенсивном сопутствующем скольжении / В. М. Финкель [и др.] // Физика металлов и металловедение. 1979. Т. 48, № 2. С. 415–423.
10. Финкель, В. М. Разрушение кристаллов при механическом двойниковании / В. М. Финкель, В. А. Федоров, А. П. Королев. Ростов н/Д., 1990. 172 с.
11. Миркин, Л. И. Физические основы пластической деформации / Л. И. Миркин. М.: МГУ, 1968. 538 с.
12. Воднев, В. Т. Основные математические формулы / В. Т. Воднев, А. Ф. Наумович, Н. Ф. Наумович. Минск: Вышэйш. шк., 1988. 269 с.
13. Корн, Г. Справочник по математике / Г. Корн, Т. Корн. М.: Наука, 1974. 832 с.

Поступила 02.04.2018

Подписана в печать 11.07.2018

Опубликована онлайн 30.11.2018

#### REFERENCES

1. Yakutovich M. V., Yakovleva E. S. (1939) Shape of Mechanical Twin and its Conditioning Factors. *Zhurnal Eksperimental'noi i Teoreticheskoi Fiziki = Journal of Experimental and Theoretical Physics*, 9 (7), 882–888 (in Russian).
2. Kosevich A. M. (1978) *Dislocation in Elastic Theory*. Kiev, Naukova Dumka Publ. 220 (in Russian).
3. Kosevich A. M., Boyko V. S. (1971) Dislocation Theory of Elastic Twinning for Crystals. *Soviet Physics Uspekhi*, 14 (2), 286–316. <https://doi.org/10.1070/pu1971v014n03abeh004704>.
4. Kosevich A. M., Pastur L. A. (1961) On Dislocation Twinning Model. *Fizika Tviordogo Tela = Physics of the Solid State*, 3 (4), 1291–1297 (in Russian).
5. Klassen-Neklyudova M. V. (1960) *Mechanical Twinning of Crystals*. Moscow: Publishing House of USSR Academy of Sciences. 262 (in Russian).
6. Vasilevich Yu. V., Ostrikov O. M. (2017) Requirement for Equilibrium of Residual Edge Wedge-Shape Nanotwin in Post-Deformed Solid Body. *Nauka i Tekhnika = Science and Technique*, 16 (4), 335–342. <https://doi.org/10.21122/2227-1031-2017-16-4-335-342>.
7. Vasilevich Yu. V., Ostrikov O. M. (2017) Fulfilment of Equilibrium Requirement for Solid Body with Non-Thin Residual Twin in Case of Planar Stressed State. *Mashinostroenie: Respublikanskii Mezhvedomstvennyi Sbornik Nauchnykh Trudov* [Mechanical Engineering. Republican Interdepartmental Collection of Scientific Papers]. Minsk, BNTU, 30, 195–199 (in Russian).
8. Ostrikov O. M. (2008) *Mechanics in Twinning of Solid Bodies*. Gomel, P. O. Sukhoi State Technical University of Gomel. 301 (in Russian).
9. Finkel V. M., Korolev A. P., Savel'ev A. M., Fedorov V. A. (1979) Influence of Twins on Crack Initiation in Fe + 3,25 % Si During Intensive Concomitant Sliding. *Fizika Metallov i Metallovedenie = Physics of Metals and Metallography*, 48 (2), 415–423 (in Russian).
10. Finkel V. M., Fedorov V. A., Koroliov A. P. (1990) *Destruction of Crystals During Mechanical Twinning*. Rostov-on-Don, Publishing House of Rostov University. 172 (in Russian).
11. Mirkin L. I. (1968) *Physical Fundamentals of Plastic Deformation*. Moscow, Publishing House of Moscow State University. 538 (in Russian).
12. Vodnev V. T., Naumovich A. F., Naumovich N. F. (1988) *Basic Mathematical Formula*. Minsk, Vysheyschaya Shkola Publ. 269 (in Russian).
13. Korn G., Korn T. (1974) *Mathematics Reference Book*. Moscow, Nauka Publ. 832 (in Russian).

Received: 02.04.2018

Accepted: 11.07.2018

Published online: 30.11.2018