

НАПРЯЖЕННОЕ СОСТОЯНИЕ У ВЕРШИНЫ КЛИНОВИДНОГО ДВОЙНИКА

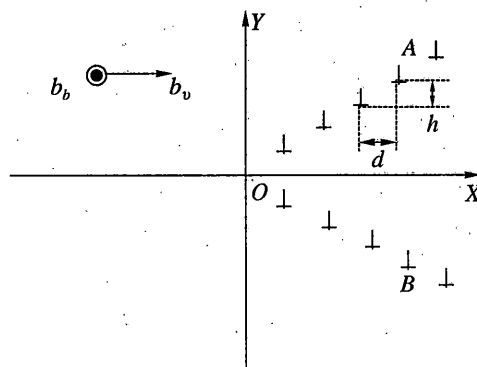
С точки зрения дислокационной модели двойниковой границы рассмотрены напряжения у вершины клиновидного двойника. На основании полученных в результате расчетов соотношений определено распределение примесей у вершины двойника, рассчитано равновесное расстояние между двойническими дислокациями, изучен процесс образования трещин у вершины двойникового клина.

Механические клиновидные двойники в кристаллических твердых телах являются концентраторами больших напряжений [1–5]. Величина данных напряжений бывает соизмеримой с пределом текучести материала [6], что часто приводит к образованию у двойниковой границы микротрещин [7–10], определяющих прочностные характеристики деформируемого материала. По этой причине с точки зрения создания эксплуатационных материалов повышенной прочности и в связи с фундаментальностью явления двойникового, как акта пластической деформации твердых тел, представляется актуальным исследование напряженного состояния у клиновидной двойниковой прослойки – наиболее часто встречающемся дефекте кристаллической структуры в двойникующемся материале при ориентационном запрете на скольжение.

Несмотря на большое количество работ, посвященных двойникованию [1–15], среди которых имеются и теоретические расчеты полей напряжений у двойниковой границы [16–18], рассматриваемый в данной работе вопрос о напряженном состоянии у вершины клиновидного двойника в настоящее время в литературе освещен не достаточно полно.

Клиновидный двойник можно представить в виде совокупности частичных дислокаций Шокли [19–20]. В отличие от широко изучаемых в последнее время хаотических скоплений дислокаций, распределенных в кристалле с заданной плотностью ρ [21–25], двойничающие дислокации расположены вдоль линий, образующих двойниковые границы.

На фигуре схематически изображен двойник в виде набора дислокаций, расположенных вдоль пересекающихся прямых ОА и ОВ. Так как двойничающие дислокации явля-



ются частичными, то их вектор Бюргера (b) можно разложить на две составляющие: краевую (b_v) и винтовую (b_b). Пусть вектор b_v направлен вдоль оси OX , а вектор b_b – перпендикулярно плоскости XOY вдоль оси Z так, чтобы декартова система координат XYZ была правой. Допустим, что расстояние между двойникующими дислокациями (l) одинаково, тогда, исходя из общеизвестных соотношений для расчета полей напряжений у краевой и винтовой дислокации [26]:

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{\mu b_v}{2\pi(1-\nu)} \frac{y(3x^2 + y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \\ \sigma_{yy} &= \frac{\mu b_v}{2\pi(1-\nu)} \frac{Y(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \\ \sigma_{zz} &= -\frac{\mu b_v \nu}{\pi(1-\nu)} \frac{y}{x^2 + y^2} \\ \sigma_{xy} &= \frac{\mu b_v}{2\pi(1-\nu)} \frac{x(x^2 - y^2)}{(x^2 + y^2)^2} \\ \sigma_{zx} &= \frac{\mu b_b}{2\pi} \frac{y}{x^2 + y^2} \\ \sigma_{zy} &= \frac{\mu b_b}{2\pi} \frac{x}{x^2 + y^2} \end{aligned} \tag{1}$$

МОЖНО ЗАПИСАТЬ

$$\begin{aligned} \sigma_{xx}^{OA} &= -\frac{\mu b_v}{2\pi(1-\nu)} \sum_{n=0}^N \frac{(y + nh)[3(x + nd)^2 + (y + nh)^2]}{[(x + nd)^2 + (y + nh)^2]^2} \\ \sigma_{yy}^{OA} &= \frac{\mu b_v}{2\pi(1-\nu)} \sum_{n=0}^N \frac{(y + nh)[(x + nd)^2 - (y + nh)^2]}{[(x + nd)^2 + (y + nh)^2]^2} \\ \sigma_{zz}^{OA} &= -\frac{\mu b_v \nu}{\pi(1-\nu)} \sum_{n=0}^N \frac{y + nh}{(x + nd)^2 + (y + nh)^2} \\ \sigma_{xy}^{OA} &= \frac{\mu b_v}{2\pi(1-\nu)} \sum_{n=0}^N \frac{(x + nd)[(x + nd)^2 - (y + nh)^2]}{[(x + nd)^2 + (y + nh)^2]^2} \\ \sigma_{zx}^{OA} &= \frac{\mu b_b}{2\pi} \sum_{n=0}^N \frac{y + nh}{(x + nd)^2 + (y + nh)^2} \\ \sigma_{zy}^{OA} &= \frac{\mu b_b}{2\pi} \sum_{n=0}^N \frac{x + nd}{(x + nd)^2 + (y + nh)^2} \\ \sigma_{xx}^{OB} &= -\frac{\mu b_v}{2\pi(1-\nu)} \sum_{n=1}^N \frac{(y - nh)[3(x + nd)^2 + (y - nh)^2]}{[(x + nd)^2 + (y - nh)^2]^2} \end{aligned} \tag{2}$$

$$\sigma_{yy}^{OB} = \frac{\mu b_v}{2\pi(1-\nu)} \sum_{n=1}^N \frac{(y-nh)[(x+nd)^2 - (y-nh)^2]}{[(x+nd)^2 + (y-nh)^2]^2}$$

$$\sigma_{zz}^{OB} = -\frac{\mu b_v \nu}{\pi(1-\nu)} \sum_{n=1}^N \frac{y-nh}{(x+nd)^2 + (y-nh)^2}$$

$$\sigma_{xy}^{OB} = \frac{\mu b_v}{2\pi(1-\nu)} \sum_{n=1}^N \frac{(x+nd)[(x+nd)^2 - (y-nh)^2]}{[(x+nd)^2 + (y-nh)^2]^2}$$

$$\sigma_{zx}^{OB} = -\frac{\mu b_b}{2\pi} \sum_{n=1}^N \frac{y-nh}{(x+nd)^2 + (y-nh)^2}$$

$$\sigma_{zy}^{OB} = \frac{\mu b_b}{2\pi} \sum_{n=1}^N \frac{x+nd}{(x+nd)^2 + (y-nh)^2}$$

где σ_{ij} (здесь i и j принимают значения x , y или z) – компоненты тензора напряжений, создаваемых в кристалле двойнивающей дислокацией; μ – модуль сдвига; ν – коэффициент Пуассона, – для дислокаций, расположенных вдоль границ OA и OB ; d и h – проекции соответственно на ось OX и OY отрезка l , соединяющего две соседние дислокации; n – индекс суммирования; N – число дислокаций на границе двойника. Значения σ_{ij}^{OA} при $n = 0$ учитывают напряжения, создаваемые вершинной дислокацией клиновидного двойника. Напряжения у рассматриваемого двойника, очевидно, находятся как суперпозиция напряжений, создаваемых дислокациями, находящимися на прямых OA и OB :

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ij}^{OA} + \sigma_{ij}^{OB} \quad (3)$$

Чтобы определить напряжения у вершины клиновидного двойника, необходимо в (2) положить $x = y = 0$, тогда, учитывая (3), из (2) получим

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= -\frac{\mu b_v}{2\pi(1-\nu)} \frac{h(3d^2 + h^2)}{(d^2 + h^2)^2} \sum_{n=1}^N \frac{1}{n} \\ \sigma_{yy} &= \frac{\mu b_v}{2\pi(1-\nu)} \frac{h(d^2 - h^2)}{(d^2 + h^2)^2} \sum_{n=1}^N \frac{1}{n} \\ \sigma_{zz} &= 0, \quad \sigma_{xy} = \frac{\mu b_v}{2\pi(1-\nu)} \frac{d(d^2 - h^2)}{(d^2 + h^2)^2} \sum_{n=1}^N \frac{1}{n} \\ \sigma_{zx} &= 0, \quad \sigma_{zy} = \frac{\mu b_b}{2\pi} \frac{d}{d^2 + h^2} \sum_{n=1}^N \frac{1}{n} \end{aligned} \quad (4)$$

Видно, что у вершины двойника отсутствуют напряжения σ_{zz} и σ_{zx} .

Наличие в (4) сумм $1/n$ осложняет анализ полученных соотношений. С помощью теории рядов Фурье сумму $1/n$ можно свести к функции от N [27]:

$$\sum_{n=1}^N \frac{1}{n} = C + \psi(N+1) \quad (5)$$

где $C = 0.5772156649\dots$ – постоянная Эйлера; $\psi(N+1)$ – пси-функция, для которой известна асимптотическая формула [27]:

$$\psi(N+1) \approx \ln(N+1) - \frac{1}{2(N+1)} - \frac{1}{12(N+1)^2} + \frac{1}{120(N+1)^4} \dots \quad (6)$$

Линейная плотность двойникующих дислокаций на двойниковых границах имеет порядок $10^4 - 10^6 \text{ см}^{-1}$. Это соответствует большим числам N , при которых в (6) можно ограничиться лишь первым членом. Пренебрегая единицей в $\ln(N+1)$, формула (6) примет вид

$$\psi(N+1) \approx \ln N \quad (7)$$

При больших значениях аргумента натуральный логарифм ведет себя как линейная функция. Тогда, пренебрегая в (5) постоянной Эйлера, окончательно получим

$$\sum_{n=1}^N \frac{1}{n} \approx N \quad (8)$$

Учитывая (8), (4) переписывается в виде

$$\begin{aligned} \sigma_{xx} &= \frac{\mu b_v}{2\pi(1-\nu)} \frac{h(3d^2 + h^2)}{(d^2 + h^2)^2} N \\ \sigma_{yy} &= \frac{\mu b_v}{2\pi(1-\nu)} \frac{h(d^2 - h^2)}{(d^2 + h^2)^2} N \\ \sigma_{xy} &= \frac{\mu b_v}{\pi(1-\nu)} \frac{d(d^2 - h^2)}{(d^2 + h^2)^2} N \\ \sigma_{zy} &= \frac{\mu b_b}{\pi} \frac{d}{d^2 + h^2} N, \quad \sigma_{zz} = 0, \quad \sigma_{zx} = 0 \end{aligned} \quad (9)$$

Линейная зависимость σ_{ij} от N представляется очевидной в связи с плавным убыванием полей напряжений с удалением от дислокации. По этой причине расстояние от двойникующей дислокации до вершины двойника при микроскопических размерах клиновидной двойниковой прослойки мало оказывает влияния на характер зависимости $\sigma_{ij}(N)$.

Зафиксируем в (9) число N и исследуем функции $\sigma_{ij}/D_k(d)$ и $\sigma_{ij}/D_k(h)$, где k принимает значения 1 или 2, причем $D_1 = \mu b_v / [\pi(1-\nu)N]$, $D_2 = \mu b_b / (\pi N)$. Для этого (9) перепишем в виде

$$\frac{\sigma_{xx}}{D_1} = \frac{h(3d^2 + h^2)}{(d^2 + h^2)^2}$$

$$\frac{\sigma_{yy}}{D_1} = \frac{h(d^2 - h^2)}{(d^2 + h^2)^2} \quad (10)$$

$$\frac{\sigma_{xy}}{D_1} = \frac{d(d^2 - h^2)}{(d^2 + h^2)^2}, \quad \frac{\sigma_{zy}}{D_2} = \frac{d}{d^2 + h^2}$$

В случае тонкого двойника ($d \gg h$) в (10) величиной h^2 можно пренебречь. В этом случае система (10) примет вид

$$\sigma_{xx}/D_1 \cong -3h/d^2, \quad \sigma_{yy}/D_1 \cong h/d^2, \quad \sigma_{xy}/D_1 \cong 1/d, \quad \sigma_{zy}/D_2 \cong 1/d \quad (11)$$

Из полученных соотношений видно, что скалывающие напряжения σ_{xy} и σ_{zy} с увеличением параметра d , т.е. с уменьшением плотности двойникующих дислокаций, в вершине тонкой двойниковой прослойки убывают обратно пропорционально d . Нормальные напряжения σ_{xx} и σ_{yy} убывают на порядок быстрее скалывающих и обратно пропорциональны квадрату d .

Полученный результат расчета напряженного состояния у вершины клиновидного двойника (9), интересен с точки зрения своего применения. В качестве его приложения приведем вывод соотношения для расчета концентрации примесных атомов в области близкой к вершине клинообразного двойника.

Концентрация растворенного вещества при наличии поля напряжений равна [29]:

$$C = C_0 e^{-U/kT} \quad (12)$$

где C_0 – концентрация примеси вдали от источников внутренних напряжений, U – энергия взаимодействия примесного атома с полем напряжений, k – постоянная Больцмана, T – абсолютная температура.

Энергия взаимодействия U рассматриваемых дефектов определяется из соотношения [29], имеющего вид

$$U = -4/3\pi r^3 \varepsilon (\sigma_{xx} + \sigma_{yy} + \sigma_{zz}), \quad \varepsilon = (r_0 - r)/r \quad (13)$$

где r – радиус атома матрицы. Подставляя в (13) выражения для нормальных компонент тензора напряжений из (9), получим

$$U = \frac{8}{3} r^3 \varepsilon N \frac{\mu b_v}{1 - \nu} \frac{h}{d^2 + h^2} \quad (14)$$

Тогда концентрация примесных атомов у вершины клиновидного двойника может быть определена из выражения

$$C = C_0 \exp\left(-\frac{8}{3} r^3 \varepsilon N \frac{\mu b_v}{1 - \nu} \frac{h}{d^2 + h^2} \frac{1}{kT}\right) \quad (15)$$

Таким образом, концентрация примесей у вершины клиновидного двойника выше, чем в недеформированной области кристалла. Это приводит к повышению вероятности выделения у вершины двойника новой фазы.

Расчет свободной энергии вершины клиновидного двойника интересен с точки зрения определения равновесной формы двойника. Причем для этой цели нет необходимости привлекать сложные соотношения типа (2). Достаточно воспользоваться (9) и выражением для свободной энергии [30]:

$$F = 1/2 \sigma_{ik} u_{ik} \quad (16)$$

где u_{ik} – тензор деформации.

Учитывая, что $\sigma_{zz} = 0, \sigma_{zx} = 0$, выражение (16) примет вид

$$F = 1/2(\sigma_{xx}u_{xx} + \sigma_{yy}u_{yy} + \sigma_{xy}u_{xy} + \sigma_{zy}u_{zy}) \quad (17)$$

Компоненты тензора деформации связаны с компонентами тензора напряжений следующим образом:

$$\begin{aligned} u_{xx} &= \frac{1}{E}(\sigma_{xx} - \nu\sigma_{yy}), & u_{yy} &= \frac{1}{E}(\sigma_{yy} - \nu\sigma_{xx}) \\ u_{xy} &= \frac{1+\nu}{E}\sigma_{xy}, & u_{zy} &= \frac{1+\nu}{E}\sigma_{zy} \end{aligned} \quad (18)$$

где E – модуль Юнга.

Подставляя (18) в (17), получим

$$F = \frac{1}{2E}[\sigma_{xx}^2 + \sigma_{yy}^2 - 2\nu\sigma_{xx}\sigma_{yy} + (1+\nu)(\sigma_{xy}^2 + \sigma_{zy}^2)] \quad (19)$$

Подстановка (9) в (19) и дальнейшие простые, но громоздкие преобразования дадут

$$\begin{aligned} F &= \frac{\mu^2 N^2}{2\pi^2 E} \left[\frac{b_v^2}{(1-\nu)^2} f_1(d, h) + b_b^2 f_2(d, h) \right] \\ f_1(d, h) &= \frac{d^4 [(1+\nu)d^2 + 4(2+\nu)h^2] + h^4 [2(1-\nu)h^2 + (5-3\nu)d^2]}{(d^2 + h^2)^4} \end{aligned} \quad (20)$$

$$f_2(d, h) = d^2 / (d^2 + h^2)^2$$

В случае тонкого двойника ($d \gg h$) получим $f_1 \cong (1+\nu)/d^2$ и $f_2 \cong 1/d^2$. Тогда (20) примет вид

$$F = \frac{\mu^2 N^2}{2\pi^2 E d^2} \left[\frac{b_v^2(1+\nu)}{(1-\nu)^2} + b_b^2 \right] \quad (21)$$

В случае тонкого двойника $d \gg h$ или $d \cong l$ (см. фигуру), и тогда из (21) следует, что свободная энергия уменьшается в двух случаях: при увеличении расстояния между двойникующимися дислокациями и при уменьшении плотности дислокаций на двойниковых границах.

В случае двойника со степенью некогерентности его границ достаточно большой, чтобы полагать h соизмеримым с d , условие равновесия двойникующих дислокаций можно определить, используя соотношение

$$d = \alpha h \quad (22)$$

где α – коэффициент пропорциональности, соответствующий равновесному расположению дислокаций на двойниковых границах. Для расчета удобнее воспользоваться формулой

$$h = \beta d, \quad \beta = 1/\alpha \quad (23)$$

Подставляя (23) в (20) и приравняв к нулю первую производную от F по d , получим выражение для β в виде многочлена восьмой степени

$$\begin{aligned} a_8\beta^8 + a_6\beta^6 + a_4\beta^4 + a_2\beta^2 + a_0 &= 0 \\ a_8 &= (1-\nu)^2 b_b^2; \quad a_6 = 2[(1-\nu)b_v + 2(1-\nu)^2 b_b^2] \\ a_4 &= (5-3\nu)b_v^2 + 6(1-\nu)^2 b_b^2; \quad a_2 = 4[(2+\nu)b_v^2 + (1-\nu)^2 b_b^2] \\ a_0 &= (1+\nu)b_v^2 + (1-\nu)^2 b_b^2 \end{aligned} \quad (24)$$

Замена $\beta = \sqrt{\gamma}$ позволяет понизить порядок уравнения (24):

$$a_8\gamma^4 + a_6\gamma^3 + a_4\gamma^2 + a_2\gamma + a_0 = 0 \quad (25)$$

В [31] при обсуждении дислокационной модели двойников их граница представлялась состоящей из краевых дислокаций. В этом случае в (25) $b_b = 0$ и $a_8 = 0$, т.е. уравнение (25) позволяет в этом случае понизить свой порядок еще на единицу и принимает вид:

$$2(1-\nu)\gamma^3 + (5-3\nu)\gamma^2 + 4(2+\nu)\gamma + 1 + \nu = 0 \quad (26)$$

В этом случае решение уравнения (26) не будет зависеть от величины вектора Бюргера дислокаций двойниковой границы, а определяется только упругими характеристиками среды, в которой находится двойниковая прослойка. Решение уравнения (26) общеизвестно [32] и имеет вид

$$\gamma = \sqrt[3]{-q/2 + \sqrt{q^2/4 + p^3/27}} + \sqrt[3]{-q/2 - \sqrt{q^2/4 + p^3/27}} \quad (27)$$

$$p = -\frac{1}{3} \left(\frac{5-3\nu}{2(1-\nu)} \right)^2 + 2 \frac{2+\nu}{1-\nu}$$

$$q = \frac{2}{27} \left(\frac{5-3\nu}{2(1-\nu)} \right)^3 - \frac{1(5-3\nu)(2+\nu)}{(1-\nu)^2} + \frac{11+\nu}{21-\nu}$$

Таким образом, в (22) α есть функция от ν и параметры клиновидного двойника полностью определяются упругими свойствами среды. Отсюда вытекает важное следствие, ранее не упоминавшееся в литературе, а именно, для обеспечения клиновидной формы двойника нет необходимости в силах сопротивления типа сил внутреннего трения дислокаций. Клинообразная форма двойника способна устанавливаться и за счет сил междислокационного взаимодействия элементов двойниковой границы.

Рассмотрим важный с точки зрения проблемы прочности твердых тел вопрос об образовании трещин у вершины клиновидного двойника. В силу обширности данной проблематики [33], ограничимся рассмотрением лишь упругих трещин [34], находящихся в поле внутренних напряжений, создаваемых в кристалле двойниковой прослойкой.

Согласно [34], размер трещины $2r$ с раскрывающими ее напряжениями σ связан соотношением

$$r = 2\eta E/\sigma^2 \quad (28)$$

$$\eta = \mu a/8 \quad (29)$$

где η – удельная поверхностная энергия трещины, a – параметр кристаллической решетки. В качестве раскрывающих трещину напряжений, согласно (9), могут выступать нормальные напряжения σ_{xx} и σ_{yy} , которые с σ связаны соотношением:

$$\sigma = \sigma_{xx} \sin \varphi + \sigma_{yy} \cos \varphi \quad (30)$$

где φ – угол между направлением двойникования и направлением развития трещины. Этот угол можно определить из кристаллографии рассматриваемого процесса.

Как видно из (30), в раскрытии трещины участвует лишь краевая составляющая двойникующей дислокации.

Подстановка (9) в (30) дает

$$\sigma = \frac{\mu b_v N}{\pi(1-\nu)} \frac{h}{(d^2 + h^2)^2} [(d^2 - h^2) \cos \varphi - (3d^2 + h^2) \sin \varphi] \quad (31)$$

В приближении тонкого двойника это выражение примет вид:

$$\sigma = \frac{\mu b_v N}{\pi(1-\nu)} \frac{h}{d^2} (\cos \varphi - 3 \sin \varphi) \quad (32)$$

Сопоставляя (32) и (28), приходим к выводу, что у вершины тонкого двойника трещина растет с увеличением расстояния между двойникующими дислокациями, что можно объяснить наличием у дислокаций дальнедействующих полей упругих напряжений, мало уменьшающихся с удалением дислокаций от вершины двойника, способствуя тем самым процессу трещинообразования в рассматриваемой области кристалла.

Таким образом, в результате изучения напряженного состояния у вершины клиновидного двойника было предложено описывать напряжения в данной области в виде суперпозиции напряжений, создаваемых краевой и винтовой дислокациями; кроме того, было установлено, что как нормальные, так и скалывающие напряжения пропорциональны количеству двойникующих дислокаций находящихся на двойниковых границах и обратно пропорциональны расстоянию между дислокациями; концентрация примесей у вершины двойника описываются экспоненциальным законом в зависимости от параметров атомов примеси и матрицы двойникующегося материала и температуры; наличие напряженного состояния у вершины двойника способствует повышению образования в этой области выделений новой фазы; для тонкого двойника при отсутствии сил внутреннего трения энергетически выгодно пересечь весь кристалл; клиновидная форма двойников обеспечивается самой природой образования грани раздела двойник – материнский кристалл и силами междислокационного взаимодействия; упругие трещины растут за счет уменьшения упругой энергии двойниковых границ; знание напряженного состояния у вершины клиновидного двойника позволяет судить о форме двойника и о процессах, протекающих при двойниковании кристаллов таких как, например, фазовые превращения, образование трещин и так далее.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Остриков О.М.* Влияние импульсов электрического тока на подвижность двойникующих дислокаций в монокристаллах висмута, облученных ионами циркония // Актуальные проблемы природоведческих, технических и гуманитарных наук. Мозырь, 1998. С. 54–56.
2. *Остриков О.М.* Эволюция ансамблей клиновидных двойников в монокристаллах висмута, облученных ионами углерода // Актуальные проблемы природоведческих, технических и гуманитарных наук. Мозырь, 1997. С. 79–82.

3. Савенко В.С., Остриков О.М., Пинчук А.И., Шаверей С.Д. Применение статистического метода к изучению электростимулированного двойникового кристаллов висмута // Матер. IV Междунар. конф. "Действие электромагнитных полей на пластичность и прочность материалов". Воронеж, 1996. С. 21.
4. Савенко В.С., Остриков О.М. Поля напряжений вокруг двойникоующих дислокаций в изотропной электропроводящей среде, находящейся во внешнем электрическом поле // Матер. IV Междунар. конф. "Действие электромагнитных полей на пластичность и прочность материалов". Воронеж, 1996. С. 20.
5. Савенко В.С., Углов В.В., Остриков О.М., Ходоскин А.П. Двойникование монокристаллов висмута, облученных ионами бора // Письма в ЖТФ. 1998. Т. 24. № 8. С. 1–9.
6. Старцев В.И., Ильичев В.Я., Пустовалов В.В. Пластичность и прочность металлов и сплавов при низких температурах. М.: Металлургия, 1975. 328 с.
7. Финкель В.М., Федоров В.А. Упругий канал Розе // Докл. АН СССР. 1972. Т. 204. № 4. С. 844–847.
8. Финкель В.М., Федоров В.А., Плотников В.П. Кинетика двойниковогоания и образования каналов Розе в цинке // Физика металлов и металловедение. 1979. Т. 47. № 4. С. 867–870.
9. Финкель В.М., Королев А.П., Савельев А.М. О возможности самоторможения быстрых трещин в кремнистом железе при низких температурах // Проблемы прочности. 1979. № 10. С. 65–70.
10. Финкель В.М., Королев А.П., Федоров В.А. О механизме развития быстрой трещины в системе параллельных ей двойников // Докл. АН СССР. 1981. Т. 258. № 6. С. 1362–1365.
11. Савенко В.С., Углов В.В., Остриков О.М., Ходоскин А.П. Влияние импульсов тока на двойникование монокристаллов висмута, облученных ионами углерода // Физика металлов и металловедение. 1998. Т. 85. № 5. С. 96–105.
12. Савенко В.С., Остриков О.М. Применение статистического метода для изучения кинетики образования клиновидных двойников в кристаллах висмута при наложении на них электрических и магнитных полей // Изв. НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. 1998. № 2. С. 96–98.
13. Остриков О.М. Влияние импульсов электрического тока на работу источников двойникоующих дислокаций в монокристаллах висмута // Инж.-физ. ж. 1999. Т. 72. № 3. С. 592–594.
14. Гарбер Р.И. О повышении предела текучести при отжиге двойниковогоанного кальцита // ЖЭТФ. 1946. Т. 16. № 10. С. 923–927.
15. Старцев В.И., Косевич В.М., Томенко Ю.С. Изучение пересечения двойниковых прослоек в монокристаллах кальцита // Кристаллография. 1956. Т. 1. № 4. С. 425–435.
16. Савенко В.С., Остриков О.М. Поля напряжений у границы клиновидного двойника // Письма в ЖТФ. 1997. Т. 23. № 22. С. 1–6.
17. Савенко В.С., Остриков О.М. Влияние электрического тока на распределение примесей у двойниковой границы // Изв. вузов. Сер. Черная металлургия. 1998. № 8. С. 12–14.
18. Савенко В.С., Остриков О.М. Расчет полей напряжений вокруг двойникового дублета // Изв. НАН Беларуси. Сер. физ.-мат. наук. 1998. № 3. С. 91–94.
19. Остриков О.М. Изменение концентрации примесей у двойниковой границы под воздействием электрического тока // Физика конденсированных сред. Тез. докл. конф. Гродно, 1997. С. 122.
20. Фридель Ж. Дислокации. М.: Мир, 1967. 643 с.
21. Боярская Ю.С., Житару Р.П., Палистрант Н.А. О торможении винтовых дислокаций осколками в монокристаллах NaCl : Pb // Физика твердого тела. 1995. Т. 37. № 7. С. 2189–2194.
22. Никифоров А.В., Клявин О.В. Дислокационная структура пластически деформированных слоистых кристаллов LiF-LiF : Mg²⁺ // Физика твердого тела. 1996. Т. 38. № 9. С. 2744–2749.
23. Голяндин С.Н., Кустов С.Б. Термически активируемая и силовая микропластическая деформация и амплитудно-частотные спектры внутреннего трения в кристаллах // Физика твердого тела. 1995. Т. 37. № 11. С. 3248–3261.
24. Босин М.Е., Лаврентьев Ф.Ф., Никифорова В.Н. О локализации пластической деформации в кристаллах с дислокациями леса // Физика твердого тела. 1996. Т. 38. № 12. С. 3619–3624.
25. Малыгин Г.А. Кинематика дислокаций в кристаллах // Физика твердого тела. 1996. Т. 38. № 8. С. 2418–2425.
26. Шаскольская М.П. Кристаллография. М.: Высш. шк., 1984. 375 с.
27. Прудников А.П., Брычков Ю.А., Маричев О.И. Интегралы и ряды. М.: Наука, 1981. 798 с.

28. Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами / Под ред. М. Абрамовица и И. Стиган. М: Наука, 1979. 830 с.
29. Предводителей А.А., Тяпунина Н.А., Зиненкова Г.М., Бушуева Г.В. Физика кристаллов с дефектами. М.: Изд-во МГУ, 1986. 238 с.
30. Ландау Л.Д., Лифшиц Е. М. Теоретическая физика. Т. 7. Теория упругости. М. Наука, 1965. 203 с.
31. Косевич А.М., Бойко В.С. Дислокационная теория упругого двойникования // Успехи физических наук. 1971. Т. 104. № 2. С. 201–254.
32. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука. 1974. 831 с.
33. Финкель В.М., Федоров В.А., Королев А.П. Разрушение кристаллов при механическом двойниковании. Ростов-на-Дону: Изд-во РГУ, 1990. 172 с.
34. Владимиров В.И. Физическая природа разрушения металлов. М.: Металлургия, 1984. 280 с.

Гомель

Поступила в редакцию
20.07.2001