

4. Томпсон Дж. М. Т. Неустойчивости и катастрофы в науке и технике.— М.: Мир, 1985.
5. Брок Д. Основы механики разрушения.— М.: Высш. шк., 1980.
6. Меркин Д. Р. Введение в теорию устойчивости движения.— М.: Наука, 1971.
7. Пановко Я. Г., Губанова И. И. Устойчивость и колебания упругих систем.— М.: Наука, 1987.

г. Свердловск

Поступила 26/II 1990 г.,
в окончательном варианте — 19/IX 1990 г.

УДК 539.216.1 : 669.782

С. А. Антипов, И. Л. Батаронов, А. И. Дрожжин,
А. П. Ермаков, А. М. Рошупкин

КИНЕТИКА РОТАЦИОННОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ ДЕФОРМИРУЕМЫХ РАСТЯЖЕНИЕМ НИТЕВИДНЫХ КРИСТАЛЛОВ КРЕМНИЯ

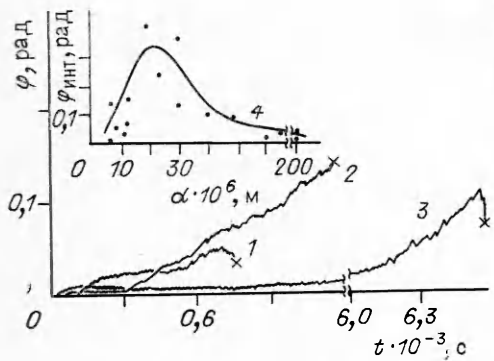
Исследована кинетика спонтанного закручивания нитевидных кристаллов (НК) Si при растяжении на различных масштабных уровнях. На базе кинетического уравнения пластической деформации предложено феноменологическое описание кинетики крупномасштабного закручивания НК.

Пластическая деформация НК существенно отличается от массивных монокристаллов [1] и характеризуется развитием ряда неустойчивостей, одной из которых является эффект закручивания НК при растяжении [2—4]. В настоящей работе с целью выяснения кинетической сущности указанного эффекта предложено обобщение основного кинетического уравнения пластической деформации с учетом закручивания НК и проанализировано влияние на кинетику закручивания масштабного фактора, напряжений растяжения и температуры испытания.

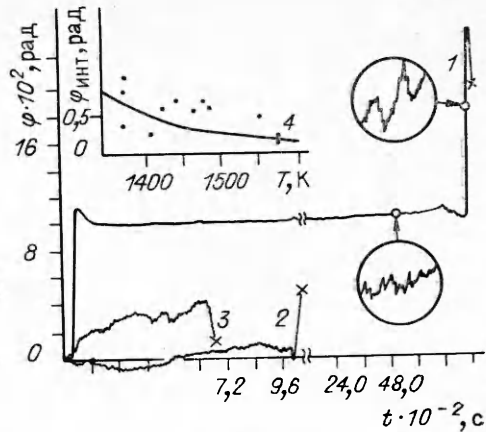
Экспериментальная часть. В качестве образцов использовали исходно бездислокационные НК p-Si [111] диаметром $d = (5 \div 200) \cdot 10^{-6}$ м и рабочей длиной $l_p = (1 \div 5) \cdot 10^{-3}$ м. Кинетические кривые закручивания НК вокруг оси [111] (ротационный эффект) в процессе ползучести под действием одноосной нагрузки растяжением исследовали на универсальной установке [5] в вакууме не хуже $5 \cdot 10^{-3}$ Па при температурах 1400—1600 К по методикам [2, 5].

На рис. 1 представлено влияние масштабного фактора на кинетические кривые $I-3$ и интегральный угол 4 закручивания НК Si: $d \cdot 10^6$, м: $I-5, 6; 2-15; 3-24; \sigma \cdot 10^{-6}$, Па: $I-3-4,4; 4-7; T, K: I-3-1420; 4-1375$. На рис. 2 показано влияние температуры на кинетические кривые $I-3$ и интегральный угол 4 закручивания НК Si: $d \cdot 10^6$, м: $I-4-24; \sigma \cdot 10^{-6}$, Па: $4,4; T, K: I-1375, 2-1475, 3-1575$. Масштаб в начале координат увеличен в 50 раз. Влияние напряжений растяжения на кинетические кривые $I-3$ и интегральный угол $4-5$ закручивания НК Si представлено на рис. 3: $d \cdot 10^6$, м: $I-5-10; T, K: I-5-1457; \sigma \cdot 10^{-6}$, Па: $I-1,5; 2-25,2; 3-156,0$. Видно, что полученные кривые существенно отличаются от результатов [6—8].

Наиболее ярко ротационный эффект наблюдается в НК диаметром $d_m \sim (15-25) \cdot 10^{-6}$ м, а по мере уменьшения или увеличения диаметра эффект убывает (рис. 1, кривая 4). Уменьшение эффекта при $d > d_m$ связано с ростом крутильной жесткости НК $\sim d^4$, а при $d < d_m$ обусловлено приближением d к характерной длине Λ линий скольжения, что приводит к локализации пластической деформации в узкой полосе скольжения, в которой развивается «сверхпластичность» НК [8]. При этом, поскольку мгновенное значение угла поворота определяется только дислокациями, присутствующими в НК, уменьшение их количества в результате локализации приводит к уменьшению угла закручивания. Таким образом, $d_m \sim 5 \div 10\Lambda$, что также согласуется с результатами [9] по пластичности НК. При малых осевых нагрузках заметно развита скачкообразность процесса. При повышении температуры (рис. 2) и увеличении осевой нагрузки (рис. 3) в НК обнаруживается тенденция к более ярко выраженному однонаправленному кручению. Последнее обусловлено резкой локализацией



Р и с. 1



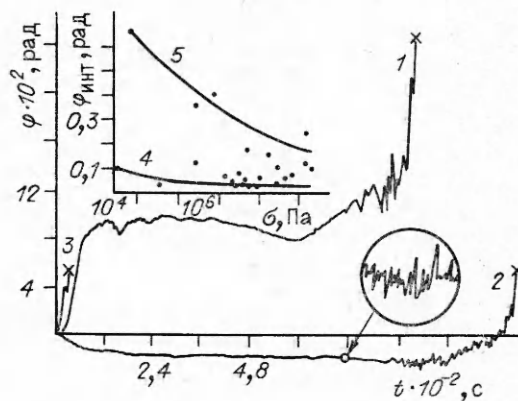
Р и с. 2

пластической деформации на одном или нескольких микроучастках НК, образованием шеек и их удлинением. Уменьшение же диаметра НК в шейке сопровождается ростом угла закручивания [3, 10].

Оценка количества дислокаций, необходимых для реализации кручения НК вокруг оси [111], позволяет сделать вывод о том, что наблюдаемые скачки угла поворота связаны с изменением числа дислокаций в НК на $N \sim 10^2$, т. е. с коррелированным движением таких коллективов дислокаций N , сильно взаимодействующих с поверхностью, к поверхности НК (выход дислокации) или от нее (вход дислокации в НК) [3]. Для деформирования таких коллективов дислокаций в НК есть необходимые условия, к числу которых относятся большие пластические деформации, в 10^2 — 10^3 раз большая удельная поверхность, чем в массивных монокристаллах, а также высокие температуры ($T \geq 0,8T_0$) (T_0 — температура плавления), ослабляющие тормозящее действие рельефа Пайерлса и контактного взаимодействия дислокаций и тем самым облегчающие проявления коллективного поведения дислокаций в НК полупроводников.

В наиболее чистом виде однонаправленное кручение имеет место в случае локализации пластической деформации в микрообъеме НК, размеры которого не превышают $(35 \times 35 \times 35) \cdot 10^{-18}$ м. При больших размерах микрообъема, а также протекания пластической деформации последовательно или одновременно на нескольких локальных участках в НК реализуется знакопеременное кручение. Для НК диаметром $(15-30) \cdot 10^{-6}$ м при ползучести наблюдали повышенную пластичность по сравнению с макрокристаллами [11] и с НК [8, 9] при других видах деформации. Этот эффект объясняется релаксацией части накапливающихся в процессе деформации внутренних напряжений в НК путем упругих ротаций. Последние ослабляют и усредняют по объему НК внутренние напряжения, что способствует его пластификации.

Теоретическая часть. Наблюдаемый разворот концов НК вызывается [3] накоплением в нем дислокаций, имеющих одинаковый знак величины $t \cdot \bar{K} \cdot t$ (\bar{K} — тензор кривизны Ная [12], t — единичный вектор вдоль оси НК). При этом высокая точность регистрации угла поворота, замечающей образование всего 10—20 дислокаций указанного типа [2,



Р и с. 3

4], обуславливает сложный многоуровневый характер кинетической кривой закручивания НК (рис. 2) [3], в котором выделяются два структурных уровня проявления эффекта.

1. Крупномасштабное кручение на углы ~ 1 рад, протекающее в период формирования или сильной перестройки дислокационной структуры НК. При низких температурах, когда процессы динамического возврата в дислокационном ансамбле подавлены, такое кручение наблюдается в течение всего времени деформирования тонких НК [1]. При высоких температурах в тонких НК оно развивается с момента, соответствующего «зубу текучести» на диаграмме растяжения, до образования динамически равновесной диссипативной дислокационной структуры. В толстых же НК ротационный эффект на этой стадии подавлен и развивается только в период сильной перестройки дислокационного ансамбля при образовании шейки достаточно малого диаметра.

2. Малые скачки угла закручивания НК, отвечающие заходу в НК или выходу из него отдельных дислокационных скоплений или групп в линии скольжения и наблюдающиеся в течение всего времени деформирования.

В то время как второе из упомянутых проявлений ротационного эффекта присуще всякому НК в силу малости его поперечных размеров, крупномасштабное кручение обусловлено согласованной эволюцией дислокационного ансамбля, обеспечиваемой общими напряжениями, вызываемыми дислокационным кручением НК [3], и осуществляется под действием растягивающей нагрузки. Поскольку тензоры напряжения при растяжении и кручении не имеют общих компонент в изотропном случае, то кинетика наблюдаемого закручивания НК существенно связана с тензорным характером плотности дислокаций, обуславливающим пересечение компонент тензора напряжений в силе Пича — Келера. Так, в НК с осью роста $[111]$ действующими при растяжении системами скольжения являются $\{111\} \langle 011 \rangle$, для которых фактор Шмида для растяжения составляет 0,544 независимо от типа дислокации. С другой стороны, избыточная плотность $\Delta\rho$ дислокаций данного типа вызывает закручивание НК на угол [3]

$$(1) \quad \varphi = \alpha b L \Delta\rho,$$

где L — длина области НК, в которой распределена плотность $\Delta\rho$ ($L = d$) [3];

$$(2) \quad \alpha = \mathbf{b}^{-2} \{[(\mathbf{b} \cdot \mathbf{t})^2 - b^2/2] \cos \delta - (\mathbf{b} \cdot \mathbf{t}) \mathbf{t} \cdot (\mathbf{b} \times \mathbf{n}) \sin \delta\}$$

— кристаллогеометрический коэффициент; \mathbf{b} — вектор Бюргерса; \mathbf{t} и \mathbf{n} — единичные векторы оси НК и нормали к плоскости скольжения соответственно ($\mathbf{t} \cdot \mathbf{n} > 0$, $\mathbf{t} \cdot \mathbf{b} > 0$); δ — угол между \mathbf{b} и касательной к линии дислокации, отсчитываемый против часовой стрелки относительно конца вектора \mathbf{n} . Для указанных выше систем скольжения среднее по всем типам дислокаций значение $\alpha \simeq 0,25$, а максимальное $\alpha \simeq 0,42$ достигается при $|\delta| = 67^\circ$. В соответствии со знаком выражения (2) целесообразно далее разделить ансамбль дислокаций в НК на две группы со скалярной плотностью ρ_+ и ρ_- . Такое деление удобно в том отношении, что для рассматриваемой кристаллогеометрии скольжения движение полной плотности дислокаций $\rho = \rho_+ + \rho_-$ определяет скорость $\dot{\epsilon}$ деформации удлинения, а дебаланс $\Delta\rho = |\rho_+ - \rho_-|$ между дислокациями разного знака — величину угла закручивания НК. В более общем случае набора неэквивалентных систем скольжения ρ следует представлять как сумму по различным системам [13].

При записи кинетического уравнения будем исходить из того, что закручивание НК, связанное с релаксацией внутренних напряжений на свободной поверхности НК, сопровождается отмеченным выше увеличением пластичности НК по сравнению с пластичностью в условиях эксперимента, исключая закручивание. Кроме того, в условиях односторон-

него кручения наблюдается [1] линейная зависимость между φ и ε . Указанные обстоятельства естественно рассматривать как следствие изменения уровня внутренних напряжений в НК при закручивании, а именно: их снижения для дислокаций того же знака α и увеличения для дислокаций противоположного знака, что отражает тензорный характер плотности дислокаций. Тогда, обозначая деформацию удлинения, вызываемую движением ρ_+ (или ρ_-) как ε_+ (или ε_-), запишем основное кинетическое уравнение пластической деформации [14] с учетом закручивания НК и его утонения при пластической деформации в виде

$$(3) \quad \dot{\varepsilon}_{\pm} = \frac{\dot{\varepsilon}_0}{2} \exp\left(\frac{\sigma_0(1+\varepsilon) - \sigma_{i0} - \kappa_1\varepsilon \pm \kappa_2\varphi}{\sigma_T}\right),$$

где σ_{i0} — начальное значение уровня внутренних напряжений; κ_1 — коэффициент деформационного упрочнения в отсутствие кручения; κ_2 — коэффициент деформационного разупрочнения за счет закручивания НК; $\sigma_T = k_B T/v$; σ_0 и $\sigma = \sigma_0(1 + \varepsilon)$ — начальное и текущее значения приложенного напряжения растяжения соответственно ($\sigma \gg \sigma_T$); v — активационный объем. Введенный здесь параметр κ_2 , учитывающий влияние масштабного фактора на пластическую деформацию НК, существенно определяется, как и коэффициент κ_1 [13, 14], структурой дислокационного ансамбля и сложным характером междислокационного взаимодействия (в присутствии свободной поверхности). Из-за этого имеются известные трудности вычисления параметра κ_2 , который поэтому аналогично κ_1 следует воспринимать как «феноменологический». При оценке же κ_2 надо учесть, что обсуждаемый эффект закручивания НК существенно связан с неоднородностью дислокационного ансамбля, характеризуемой величиной Λ , причем вызванные ею «дополнительные» напряжения кручения $\sim d^{-2}$ [3]. Тогда $\kappa_2 \sim \kappa_1 \Lambda^2/d^2$, что согласуется, в свою очередь, с отмеченным выше разупрочнением («сверхпластичностью») НК при $d \rightarrow \Lambda$ [8].

Для того чтобы система уравнений (1), (3) была полной, необходимо каким-либо образом установить связь между плотностью дислокаций и деформацией удлинения. На стадии формирования дислокационной структуры, когда собственно и происходит интенсивное кручение, в простейшем случае можно положить $\rho \sim \varepsilon$ или $\dot{\rho}_{\pm} = (\partial\rho/\partial\varepsilon)\dot{\varepsilon}_{\pm}$. Записанное соотношение, имеющее феноменологический характер, учитывает то обстоятельство, что остаточное удлинение в отличие от кручения вызывается также дислокациями, вышедшими из НК: величина $\partial\rho/\partial\varepsilon$ имеет максимальное значение $\sim 1/b\Lambda$, если все вошедшие или образовавшиеся в НК дислокации остаются в нем. Тогда уравнение (1) с учетом $\alpha\Delta\rho = |\alpha|(\rho_+ - \rho_-)$ представим как

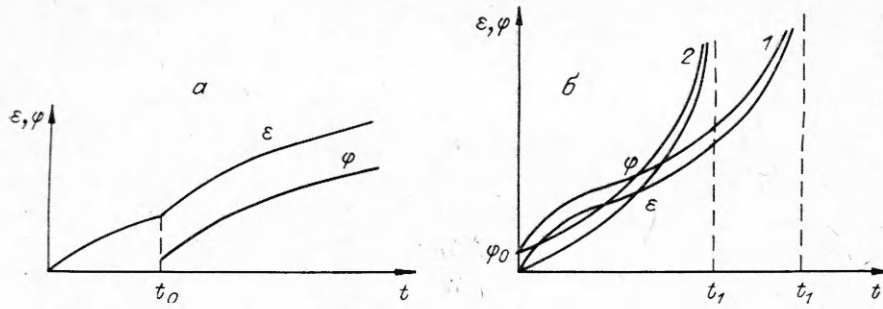
$$(4) \quad \dot{\varphi} = \beta(\dot{\varepsilon}_+ - \dot{\varepsilon}_-)$$

($\beta = |\alpha|bL\partial\rho/\partial\varepsilon$ — коэффициент интенсивности кручения). Систему (3), (4) теперь можно переписать в виде, включающем только экспериментально наблюдаемые кинетические переменные:

$$(5) \quad \dot{\varepsilon} = A \exp\left(-\frac{\kappa'_1\varepsilon}{\sigma_T}\right) \operatorname{ch} \frac{\kappa_2\varphi}{\sigma_T}, \quad \dot{\varphi} = \beta A \exp\left(-\frac{\kappa'_1\varepsilon}{\sigma_T}\right) \operatorname{sh} \frac{\kappa_2\varphi}{\sigma_T}.$$

Здесь $A = \dot{\varepsilon}_0 \exp(\sigma_0 - \sigma_{i0})$; $\kappa'_1 = \kappa_1 - \kappa_0$ — эффективный коэффициент упрочнения (как обычно [15], условие $\kappa'_1 < 0$ соответствует потере устойчивости однородной формы и образованию шейки при отсутствии закручивания).

Система (5) представляет собой обобщение основного кинетического уравнения для дислокационного ансамбля, в котором возможно коллективное возбуждение, описываемое уравнением (1). Тем самым устанавливается связь рассматриваемого эффекта с представлениями, развиваемы-



Р и с. 4

ми в синергетике, что проявляется также в характерных особенностях решения.

Первый интеграл системы (5) имеет вид

$$(6) \quad \text{sh} \frac{\kappa_2 \varphi}{\sigma_T} = D \exp \left(\frac{\beta \kappa_2}{\sigma_T} \varepsilon \right),$$

где константа интегрирования D зависит от начального значения φ_0 угла поворота:

$$D = \text{sh} \frac{\kappa_2 \varphi}{\sigma_T} \left(-\frac{\beta \kappa_2}{\sigma_T} \varepsilon_0 \right).$$

На фазовой плоскости (ε, φ) уравнение (6) определяет расходящееся семейство траекторий, имеющих общей точкой $(-\infty, 0)$. Среди них решение с $D = 0$, соответствующее обычной деформации в отсутствие поворота φ , представляет предельную неустойчивую траекторию, совпадающую с осью ε .

Для развития же рассматриваемого ротационного эффекта необходима некоторая начальная флуктуация φ_0 . В действительности такая флуктуация всегда имеется в образце вследствие отмеченной выше микронестационарности пластической деформации. Отметим, что при $\varphi > \sigma_T / \kappa_2$ зависимость (6) асимптотически выходит на линейную: $\varphi \simeq \beta \varepsilon$, как и требуется согласно [1].

Для анализа кинетических кривых рассмотрим далее режим ползучести ($\sigma_0 = \text{const}$), использованный в эксперименте. Тогда с помощью (6) решение уравнения (5) запишем как

$$(7) \quad \int_{y_0}^y (1 + D^2 y^{2q}) dy = D^{-1/q} \int_{z_0}^z (z^{2q} + 1)^{-1/2} dz = \frac{\kappa_1' A}{\sigma_T} t,$$

где $y = \exp(\kappa_1' \varepsilon / \sigma_T)$; $z^q = \text{sh}(\kappa_2 \varphi / \sigma_T)$; $q = \beta \kappa_2 / \kappa_1' = \beta \kappa_2 / (\kappa_1 - \sigma_0)$, а интегралы могут быть выражены через гипергеометрическую функцию Гаусса. Параметр q , определяющий вид решения (7), является возрастающей функцией напряжения σ_0 и обратного диаметра НК d^{-1} . При этом нетрудно заметить, что значение $q = 1$ — бифуркационная точка, разделяющая два качественно различных типа развития ротационного эффекта.

1. В интервале $0 < q < 1$ (большие диаметры и низкие напряжения) деформация НК сохраняет свой обычный вид, но несколько ускоряется при наличии ротационного эффекта (рис. 4, а). При этом скорость изменения угла закручивания НК в процессе ползучести уменьшается и кинетическая кривая закручивания выходит на насыщение (в условиях развития динамического возврата, не учитываемого в уравнениях (3)), как и наблюдается на рис. 1—3 (линии 3, 1, 2 соответственно).

2. При $1 > q^{-1} > -\infty$ (малые диаметры и повышенные напряжения) наблюдается развитие ротационно-неустойчивой деформации (рис. 4, б) с непрерывно увеличивающейся скоростью деформации и изменения угла

закручивания, которое сопровождается образованием шейки и завершается разрушением образца или достижением динамически равновесной (для данных условий испытания) плотности дислокаций в шейке НК. При этом если параметр $D\sqrt{q-1} < 1$, то кривая закручивания характеризуется наличием инкубационного периода (рис. 4, б), наблюдаемого на кривых 1 и 2 (рис. 1). С увеличением напряжения и уменьшением диаметра НК инкубационный период исчезает (кривая 3, рис. 3). Обсуждаемая неустойчивость тесно связана с неустойчивостью при образовании шейки, условием которой теперь служит $\sigma_0 > \kappa_1 - \beta\kappa_2$, т. е. ротационный эффект способствует шейкообразованию в НК. С другой стороны, представленные на рис. 1 кинетические кривые характеризуются развитием ротационно-неустойчивой деформации с самого начала процесса ползучести. Однако рассматриваемый тип деформации может развиваться и в результате утонения НК при ползучести, приводящего к росту бифуркационного параметра q . Этим обстоятельством объясняется резкое увеличение угла закручивания в конце испытания на рис. 1—3 (развернутое изображение дано на рис. 1, линия 3).

В заключение отметим, что рассматриваемый ротационный эффект существенно обусловлен тем, что дислокационный ансамбль, находящийся под действием внешнего напряжения σ , представляет собой диссипативную открытую систему, так что закручивание НК в конечном итоге осуществляется за счет работы внешних сил. Действительно, в пределе $\sigma_0 \rightarrow 0$ следует положить $A \rightarrow 0$ и, согласно (5), закручивание в НК в этом случае отсутствует.

Итак, показано, что самопроизвольное закручивание НК в процессе удлинения связано с кинетическими особенностями пластической деформации НК и описывается бифуркацией в системе нелинейных уравнений пластической деформации; установлено два типа развития ротационного эффекта — ускоренная ползучесть и ротационно-неустойчивая деформация, связанная с образованием шейки, смещающиеся по мере уменьшения диаметра НК и увеличения напряжений растяжения.

ЛИТЕРАТУРА

1. Алехин В. П. Физика прочности и пластичности поверхностных слоев материалов.— М.: Наука, 1983.
2. А. С. 1193503 СССР. Способ исследования монокристаллов при растяжении/М. И. Старовиков, А. И. Дрожжин, С. А. Антипов, А. М. Рощупкин // Изобретения. Открытия.— 1985.— № 43.
3. Ротационная неустойчивость нитевидных кристаллов в процессе пластической деформации/С. А. Антипов, И. Л. Батаронов, А. И. Дрожжин и др. // Изв. вузов. Физика.— 1988.— Т. 31, № 8.
4. Особенности ползучести нитевидных кристаллов кремния при растяжении/С. А. Антипов, А. И. Дрожжин, А. П. Ермаков и др. // ФТТ.— 1987.— Т. 29, № 8.
5. Установка для исследования комплекса механических свойств кристаллов нитевидной формы/С. А. Аммер, А. И. Дрожжин, А. Г. Москаленко, И. В. Сидельников // Завод. лаб.— 1974.— Т. 40, № 4.
6. Бережкова Г. В. Нитевидные кристаллы.— М.: Наука, 1969.
7. Андронов В. М., Грицких В. А. Экспериментальное исследование пластичности нитевидных кристаллов меди // ФММ.— 1972.— Т. 33, № 5.
8. Дрожжин А. И. Структурные дефекты и механические свойства нитевидных кристаллов германия.— Воронеж, 1985.— Деп. в ВИНТИ 15.05.85, № 3658-В85.
9. О высокотемпературной пластичности НК германия/В. С. Постников, С. А. Аммер, А. И. Дрожжин, А. Ф. Татаренков // Изв. вузов. Физика.— 1973.— № 3.
10. Эшелби Дж. Континуальная теория дислокаций.— М.: ИЛ, 1963.
11. Alexander H., Heasen P. Dislocation and plastic flow in the diamond structure // Solid State Physics.— 1968.— V. 22.— P. 27.
12. Де Вит Р. Континуальная теория дислокаций.— М.: Мир, 1977.
13. Бернер Р., Кронмюллер Г. Пластическая деформация монокристаллов.— М.: Мир, 1969.
14. Фридель Ж. Дислокации.— М.: Мир, 1967.
15. Владимиров В. И. Физическая природа разрушения металлов.— М.: Metallurgia, 1984.

г. Воронеж

Поступила 8/Х 1990 г.