

# Торможение дислокационных кинков в твердых растворах

© Б.В. Петухов

Институт кристаллографии им. А.В. Шубникова Российской академии наук,  
119333 Москва, Россия

E-mail: petukhov@ns.crys.ru

(Поступила в Редакцию 3 мая 2006 г.)

Теория торможения дислокационных кинков статистическими флуктуациями плотности примесных атомов обобщается на случай твердых растворов. Предлагается простой вывод условий перехода к аномальному дрейфу кинков, характеризуемому нелинейной зависимостью смещения  $x$  от времени  $t$ :  $x \sim t^\delta$  ( $\delta < 1$ ). Выводятся следствия для подвижности дислокаций и пластического течения твердого раствора. Теория иллюстрируется расчетом концентрационной зависимости деформирующего напряжения твердого раствора  $\text{Ge}_{1-c}\text{Si}_c$ .

PACS: 61.72.Bb, 62.20.Fe

## 1. Введение

Движение дислокаций в материалах, характеризующихся высоким кристаллическим рельефом (барьеры Пайерлса–Набарро), осуществляется термоактивируемым рождением пар кинков и их последующим разбеганием вдоль линии дислокации [1]. В то время как теория, описывающая динамику дислокационных кинков в чистых материалах, хорошо разработана (см., например, [1–3]), описание легированных материалов и твердых растворов страдает рядом существенных пробелов.

Известно, что легирование приводит к конкуренции эффектов упрочнения и разупрочнения кристаллических материалов [4], и понимание соответствующих закономерностей открывает возможности управления механическими свойствами этих материалов. Давно установлено, что эта конкуренция связана с противоположным действием чужеродных атомов на две существенные для движения дислокаций стадии. Чужеродные атомы служат центрами облегченного зарождения пар кинков и в то же время барьерами, тормозящими перемещение кинков вдоль дислокации [5–7]. Тот или иной эффект преобладает в зависимости от температурного интервала, типа и концентрации легирующей добавки и, конечно, свойств исходного материала. Так, например, в чистых металлах с ОЦК-структурой контролирующую роль играет зарождение пар кинков, и соответственно при низких концентрациях чужеродных атомов имеет место разупрочнение материала. В полупроводниках и других материалах с заметным так называемым вторичным рельефом Пайерлса–Набарро роль миграционных барьеров повышена и можно ожидать преобладания эффекта упрочнения. Целью настоящей работы является описание материалов второго типа в широком интервале концентраций примесных атомов, что потребует дальнейшего развития теории торможения кинков в неупорядоченных твердых растворах.

В работе [5] было предсказано изменение характера движения кинков за счет их торможения на флуктуациях плотности примесных атомов или других точечных

дефектов. В то время одиночные примеси, создающие изолированные барьеры на пути движения кинков, перенормируют среднюю скорость, понижая ее величину, случайные скопления чужеродных атомов могут приводить к качественно новому явлению, когда теряет смысл само понятие средней скорости движения кинков. Причиной этого является большой размах флуктуаций потенциального рельефа для кинка в кристалле со случайно расположенными чужеродными атомами. Этот потенциал, предложенный в [5], фактически совершает случайные блуждания по шкале энергии с шагом  $u$ , равным изменению энергии дислокационного ядра при попадании в него (или отрыве от него) чужеродного атома. Таким образом, размах флуктуаций  $u$ , следовательно, барьеров для кинка растет с преодолеваемым им расстоянием  $x$  как  $E(x) \sim u\sqrt{x/\bar{l}}$ . Здесь  $\bar{l}$  — среднее расстояние между чужеродными атомами ( $\bar{l} = a_1/c$ ,  $a_1$  — расстояние между узлами решетки вдоль дислокации,  $c$  — концентрация посторонних атомов на один узел). Зависимость характерной высоты барьеров от масштаба перемещения и приводит к качественному изменению кинетических закономерностей.

В аномальном режиме зависимость смещения  $x$  от времени  $t$  под действием движущей силы  $F$  приближенно описывается выражением

$$x \approx x_0(t/\tau_m)^\delta \quad (\delta < 1). \quad (1)$$

Здесь  $\delta = F/F_0$ ,  $F_0 = u^2/(kT\bar{l})$ ;  $k$  — постоянная Больцмана;  $T$  — температура;  $x_0$  и  $\tau_m$  — некоторые несущественные для дальнейшего рассмотрения масштабные множители, приближенно оцениваемые как  $x_0 \sim kT/F$ ;  $\tau_m \sim x_0^2/D_k$ ;  $D_k$  — коэффициент диффузии. Движущая кинк сила определяется приложенным напряжением  $\sigma$  и равна  $F = \sigma ba$ , где  $b$  — величина вектора Бюргера дислокации,  $a$  — высота кинка (расстояние между долинами кристаллического рельефа, период решетки). Эти соотношения верны, когда одиночный чужеродный атом не создает большого барьера для кинка. Обобщение на случай  $u \gg kT$  было получено в работе [8].

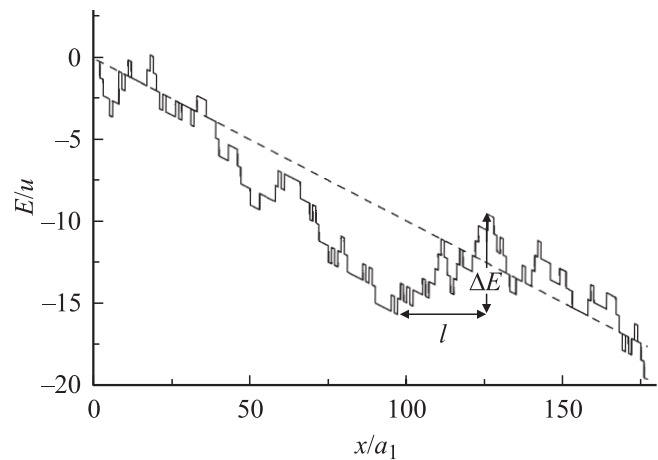
При  $\delta = 1$  кинетический закон (1) переходит в обычный линейный закон дрейфа  $x = D_k Ft / (kT)$ . Таким образом, существует некоторое критическое значение движущей силы  $F = F_0$  (или напряжения  $\sigma_0 = u^2 / (kTabl)$ ), разделяющее нормальный линейный закон дрейфа при  $F \geq F_0$  и аномальный нелинейный (или, как называют, сублинейный) закон (1) при  $F < F_0$ . Отметим, что аномальный характер подвижности сохраняется в такой системе при понижении движущей силы вплоть до  $F = 0$ , т.е. и для диффузии. Как было показано в [9], зависимость смещения от времени становится при этом логарифмической  $x \sim \ln^2 t$  вместо обычной  $x \sim \sqrt{t}$ . Явление аномальной подвижности, предсказанное и обнаруженное на примере дислокационных кинков [5,10], впоследствии было найдено для многих систем в физике, химии, биофизике (см. обзоры [11–13] и др.).

Переход к аномальному режиму движения дислокационных кинков приводит к кардинальному изменению закономерностей дислокационной подвижности и пластического течения материалов. В ряде экспериментальных работ было обнаружено сильное твердорастворное упрочнение материалов при повышении концентрации атомов раствора. Модельными материалами для изучения этого эффекта могут служить непрерывные твердые растворы  $A_{1-c}B_c$ ,  $0 \leq c \leq 1$ . В отличие от некоторых материальных параметров, которые могут быть описаны простой линейной интерполяцией между значениями для чистых компонент, как, например, постоянная решетки  $a(c) = a_A + c(a_B - a_A)$ , концентрационная зависимость деформирующего напряжения часто имеет ярко выраженный колоколообразный вид. Такое поведение наблюдается, например, в твердых растворах KCl–KBr [14] и Ge–Si [15]. Сильное упрочнение таких материалов при промежуточных концентрациях, как можно предположить, обусловлено переходом к аномальному режиму движения дислокационных кинков.

## 2. Обобщенное описание аномального режима движения кинков

Рассчитаем торможение кинков, создаваемое флуктуациями плотности атомов раствора, в несколько более общем виде, чем это было сделано ранее. Существуют различные подходы к подобным вычислениям (см., например, [5,7,16,17]). Здесь использован подход работы [16], ввиду его простоты и наглядности допускающий обобщение на более широкий класс систем.

Коэффициент диффузии кинка  $D_k$  во вторичном рельефе в чистом материале (например,  $A$ ) дается законом Аррениуса  $D_k = D_{k0} \exp(-E_{mA}/kT)$ , где  $E_{mA}$  — энергия активации,  $D_{k0}$  — предэкспоненциальный множитель, обычно оцениваемый как  $D_{k0} \sim a_1^2 \nu_D$ ,  $\nu_D$  — частота Дебая. Встречаемый кинком в первой долине рельефа атом материала  $B$  изменяет энергию дислокации на величину  $u$ . Соответственно возрастает высота барьера миграции. Скопление  $n$  атомов  $B$  повышает высоту барьера



**Рис. 1.** Потенциал для кинка, создаваемый случайными флуктуациями плотности компонентов твердого раствора и линейно понижающимся вкладом внешнего напряжения (штриховая линия). Стрелками показаны высота  $\Delta E$  и протяженность  $l$  максимального барьера.

до  $E_m + nu$ . Если скопление занимает длину  $l$ , то работа внешнего напряжения понижает барьер на величину  $\sigma bal$ , так что время преодоления такого барьера равно  $t = \tau_m \exp[(nu - \sigma bal)/kT]$  (изменением предэкспоненциального множителя пренебрегаем). Здесь  $n$  и  $l$  — случайные величины, так что на пути кинка встречается спектр барьеров различной высоты  $\Delta E$  (рис. 1).

Найдем распределение времен задержки кинков на флуктуациях плотности атомов раствора, для чего определим вероятность встретить барьер с заданным временем задержки  $t$ . Пусть средняя концентрация атомов  $B$  в расчете на один узел решетки в первой долине есть  $c_1$ , во второй долине  $c_2$ . Хотя атомы раствора предполагаются малоподвижными и для кинка они образуют статический рельеф, все же некоторое отличие от средней концентрации в объеме  $c$  может возникать из-за так называемого старения дислокаций за сравнительно длительное время ожидания перехода из одной долины в другую (следующую). Вероятность скопления  $n_1$  атомов раствора в первой долине на длине  $l$ , охватывающей  $N = l/a_1$  узлов, при достаточно большом  $N$  дается распределением Гаусса

$$P_1(n_1) = \frac{1}{\sqrt{2\pi N c_1 (1 - c_1)}} \exp\left[-\frac{(n_1 - N c_1)^2}{2N c_1 (1 - c_1)}\right] \quad (2)$$

(см., например, [18]). Вероятность встретить избыток  $n$  атомов раствора в первой долине над второй есть

$$P_n = \sum_{n_1=0}^{N-n} \frac{1}{2\pi N \sqrt{c_1(1-c_1)c_2(1-c_2)}} \times \exp\left[-\frac{(n_1 + n - N c_1)^2}{2N c_1(1-c_1)} - \frac{(n_1 - N c_2)^2}{2N c_2(1-c_2)}\right]. \quad (3)$$

Оценим эту сумму приближенно окрестностью слагаемого с максимальным показателем экспоненты. После

несложных вычислений получаем

$$P_n \approx \frac{1}{\sqrt{2\pi N[c_1(1-c_1) + c_2(1-c_2)]}} \times \exp\left\{-\frac{[n - N(c_1 - c_2)]^2}{2N[c_1(1-c_1) + c_2(1-c_2)]}\right\}. \quad (4)$$

Из двух параметров, характеризующих скопление ( $n$  и  $l$ ), один фиксируется требуемой величиной времени задержки

$$n - \frac{\sigma bal}{u} = \frac{kT}{u} \ln \frac{t}{\tau_m}. \quad (5)$$

В качестве оставшегося свободного параметра можно взять, например,  $z = na_1/l$ . Его величину выберем так, чтобы получить наиболее часто встречающиеся флуктуации с данным временем задержки. Вычисляя максимум вероятности  $P_n$  (4) по  $z$ , приходим к следующему выводу: оптимальные значения параметров равны  $z_{\text{opt}} = 2\sigma baa_1/u - c_1 + c_2$ ,

$$n_{\text{opt}} = \frac{kT}{u} \ln\left(\frac{t}{\tau_m}\right) \frac{2\sigma baa_1 - u(c_1 - c_2)}{\sigma baa_1 - u(c_1 - c_2)},$$

а вероятность встретить такой барьер есть

$$P(t) \approx (\tau_m/t)^\delta. \quad (6)$$

Здесь

$$\delta = \frac{kT}{u^2} \frac{2[\sigma baa_1 - u(c_1 - c_2)]}{c_1(1-c_1) + c_2(1-c_2)}. \quad (7)$$

Этот результат обобщает полученный ранее в [5] и переходит в него в пределе  $c_1 = c_2 = c \ll 1$  (см. (1)).

Величина  $P(t)$  имеет смысл вероятности того, что барьер будет давать время задержки, превышающее  $t$ . Среднее время задержки вычисляется с ее помощью как

$$\bar{t} = \int_0^\infty t \frac{dP}{dt} dt = \int_0^\infty P(t) dt. \quad (8)$$

Из найденного поведения  $P(t)$  при больших  $t$  (6) видно, что среднее время задержки  $\bar{t}$  обращается при  $\delta \leq 1$  в бесконечность. Следовательно, флуктуации плотности атомов раствора обращают в этом случае в нуль среднюю скорость движения кинков и приводят к аномальному характеру их подвижности.

Время преодоления кинком некоторого расстояния  $l$  в аномальном режиме определяется не „средними“ барьерами, а в основном задержкой на наиболее сильном препятствии, встречающемся на длине  $l$ . Хотя в настоящее время существуют достаточно строгие математические подходы к описанию кинетических законов в этой ситуации (например, [19]), будем следовать первоначальной физически наглядной схеме [5], дающей правильные результаты с нужной нам точностью и понимание качественной картины явления.

Длина пробега за время  $t$  определяется при этом средним расстоянием между барьерами с временем

преодоления  $t$ . Число таких барьеров на длине  $L$  составляет примерно  $(L/x_0)P(t)$ , где  $L/x_0$  играет роль числа независимых „ячеек“ для барьеров с характерным размером  $x_0$ . Среднее расстояние между интересующими нас барьерами оценивается, следовательно, как

$$l(t) \approx x_0(t/\tau_m)^\delta. \quad (9)$$

Отметим, что в отличие от (1) в (9) фигурирует новое значение показателя  $\delta$ , определяемое более общим выражением (7).

### 3. Подвижность дислокаций при аномальной кинетике кинков

Перейдем теперь к описанию движения дислокации в целом. Пусть  $g$  — частота спонтанного рождения пар кинков в единицу времени на единице длины дислокации. Длина пробега кинков на достаточно длинных дислокационных сегментах ограничивается аннигиляцией с кинками из других независимо рождающихся пар. Из-за рождения новых пар кинков среднее расстояние между ними уменьшается со временем и к моменту  $t$  составляет  $1/(gt)$ . Когда средняя длина пробега кинков сравнивается со средним расстоянием между парами, происходят массовое слияние пар кинков и переход дислокации в следующую долину рельефа. Таким образом, время перехода  $t_{\text{tr}}$  определяется из условия  $l(t_{\text{tr}}) \sim 1/(gt_{\text{tr}})$ , откуда получаем

$$t_{\text{tr}} \approx \tau_m(\tau_m x_0 g)^{-1/(1+\delta)}. \quad (10)$$

Скорость дислокации  $V = a/t_{\text{tr}}$  есть, следовательно,

$$V \approx \frac{a}{\tau_m} (\tau_m x_0 g)^{1/(1+\delta)}, \quad (11)$$

а средний пробег кинков до аннигиляции, при превышении которого длиной дислокационного сегмента  $L$  скорость дислокации перестает зависеть от  $L$ , равен

$$L = l(t_{\text{tr}}) \approx x_0(\tau_m x_0 g)^{-1/(1+\delta)}. \quad (12)$$

При  $\delta \rightarrow 1$  с возвращением от аномального режима к нормальному выражения (11), (12) переходят в известные формулы теории Лоте–Хирта [1]:  $V \approx a\sqrt{v_k g}$ ,  $L \approx \sqrt{v_k/g}$ , где  $v_k = D_k/x_0$  — скорость движения кинков. Поскольку температурная зависимость частоты рождения кинков описывается формулой Аррениуса  $g = g_0 \exp[-(2E_k + E_m)/kT]$  (где  $E_k$  — энергия кинка,  $g_0$  — предэкспоненциальный множитель), энергия активации скорости дислокаций  $E$ , согласно теории Лоте–Хирта для чистых материалов, равна  $E = E_k + E_m$ . В аномальном режиме, описываемом формулой (11), „эффективная“ энергия активации оказывается равной

$$E = 2E_k/(1 + \delta) + E_m. \quad (13)$$

Таким образом, в аномальном режиме из-за изменения  $\delta$  с напряжением появляется дополнительная сильная

(экспоненциальная) зависимость скорости дислокаций от напряжения, которая может заметно превосходить соответствующую зависимость в чистом материале, часто имеющую степенной вид.

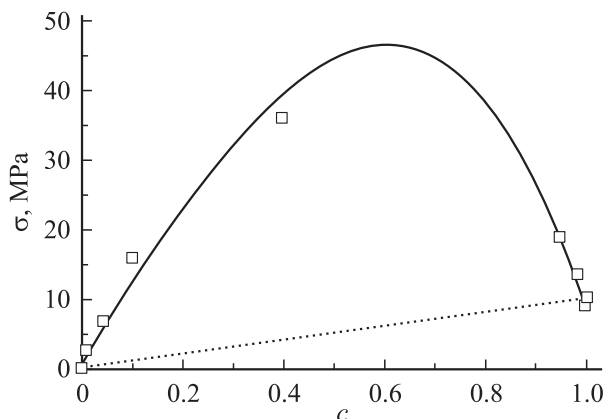
Статистическая неоднородность твердого раствора должна также сказываться на частоте зарождения кинков, так как вследствие вариаций потенциального рельефа существуют благоприятные места для образования пар кинков с локально пониженной высотой барьера. Это создает тенденцию повышения подвижности дислокаций и разупрочнения материала. В таком случае частоту рождения пар кинков  $g$  следует заменить усредненной величиной  $\bar{g}$ , что может приводить к замене входящей в формулу (13) величины  $E_k$  „эффективной“ энергией кинка, имеющей несколько меньшее значение. Этот эффект, важный для металлов с ОЦК-структурой при небольшой степени легирования [4], имеет второстепенное значение для достаточно концентрированных твердых растворов, и им в настоящей работе пренебрегается.

#### 4. Аномальное твердорастворное упрочнение материалов

Сильное торможение кинков флуктуациями плотности атомов раствора снижает подвижность дислокаций и является более эффективным механизмом упрочнения материалов, чем обычно рассматриваемое упрочнение одиночными атомами. Простейший способ связать подвижность дислокаций с макроскопической пластичностью заключается, как известно, в использовании соотношения Орована

$$\dot{\epsilon} = \rho bV, \quad (14)$$

где  $\dot{\epsilon}$  — скорость пластического течения,  $\rho$  — плотность подвижных дислокаций. Подстановка в (14) выражения (11) для скорости дислокаций при  $\delta < 1$  и выра-



**Рис. 2.** Концентрационная зависимость деформирующего напряжения  $\text{Ge}_{1-c}\text{Si}_c$ . Точки — экспериментальные данные [15],  $T = 1173 \text{ K}$ ,  $\dot{\epsilon} = 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$ , сплошная линия — результат расчета по формуле (15). Пунктирная линия показывает линейную интерполяцию между значениями деформирующего напряжения в чистых Ge и Si.

жения Лоте–Хирта при  $\delta \geq 1$  дает возможность описать зависимость деформирующего напряжения от температуры, скорости деформации и других параметров как сравнительно чистых материалов при малых концентрациях атомов раствора, так и сильно упрочненных твердых растворов при более высоких концентрациях.

В случае концентрированных твердых растворов следует, вообще говоря, принимать во внимание модификацию материальных параметров. Ограничимся в дальнейшем описанием непрерывных твердых растворов  $A_{1-c}B_c$ , не изменяющих свою структуру во всей области концентраций  $0 \leq c \leq 1$ , со сравнительно плавно меняющимися материальными параметрами, такими как постоянные решетки, энергия активации движения дислокаций  $E$  и т.д. В этом случае изменение параметров может быть аппроксимировано линейной интерполяцией между крайними значениями.

Будем пренебрегать в дальнейшем динамическим старением и полагать  $c_1 = c_2 = c$ . Соотношение Орована дает

$$\sigma = \sigma_i + c(1 - c) \frac{u^2}{aa_1bkT} \frac{2E_k + E_m - kT \ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon})}{kT \ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon}) - E_m}. \quad (15)$$

Здесь  $\sigma_i$  — внутренние напряжения,  $\dot{\epsilon}_0$  — постоянная, в которую собраны все предэкспоненциальные множители, зависимостью которых от  $\sigma$  в аномальном режиме можно пренебречь.

Теория иллюстрируется на примере твердого раствора  $\text{Ge}_{1-c}\text{Si}_c$ . В этом материале период решетки меняется от  $5.66 \cdot 10^{-10} \text{ m}$  в чистом Ge до  $5.43 \cdot 10^{-10} \text{ m}$  в чистом Si, а  $E$  переходит от  $1.6 \text{ eV}$  в Ge к  $2.3 \text{ eV}$  в Si. Обращает на себя внимание тот экспериментальный факт, что деформирующее напряжение твердого раствора намного выше, чем в составляющих его материалах. Так, по данным [15], при  $\dot{\epsilon} = 1.8 \cdot 10^{-4} \text{ s}^{-1}$  и  $T = 1173 \text{ K}$  деформирующее напряжение чистого Ge составляет  $\sigma \approx 0.6 \text{ MPa}$ , в чистом Si  $\sigma \approx 9 \text{ MPa}$ , а в  $\text{Ge}_{0.6}\text{Si}_{0.4}$   $\sigma \approx 35 \text{ MPa}$ . Концентрационная зависимость деформирующего напряжения по данным [15] приведена на рис. 2, она имеет ярко выраженный колоколообразный вид. Поскольку основная зависимость от концентрации в (15) дается фактором  $c(1 - c)$ , это может объяснить представленные на рис. 2 данные.

Отметим, что при добавлении в чистый кремний атомов германия в небольшой концентрации наблюдается незначительное разупрочнение исходного материала (рис. 2), связанное, по-видимому, с уменьшением энергии образования кинков. Сам по себе этот эффект интересен, но на фоне изучаемого в настоящей работе сильного упрочнения более концентрированных твердых растворов он имеет второстепенное значение и не оказывает существенного влияния на величину деформирующего напряжения. Небольшая область концентрационной зависимости вблизи чистых компонентов будет исключаться из описания, а некоторая наблюдаемая асимметрия кривой будет моделироваться

изменением параметров, включающих внутренние напряжения  $\sigma_i$ . Концентрационную зависимость внутренних напряжений будем линейно интерполировать между крайними значениями  $\sigma_i = (0.6 + 8.4c)$  МПа. Параметры интерполируются между значениями для чистых компонентов, взятых из работ [20–23], как  $E_k \approx 0.7$  eV,  $E_m \approx 0.9 + 0.7c$ ,  $\ln(\dot{\epsilon}_0/\dot{\epsilon}) \approx 20 + 0.5c$ . Параметр  $u$  подбирается подгонкой теоретической формулы (15) к экспериментальным данным [15] и оказывается равным  $u \approx 0.18$  eV. Ввиду недостаточности данных концентрационная зависимость  $u$  не определялась, и полученное значение дает лишь некоторую среднюю оценку, имеющую разумный порядок величины.

## 5. Заключение

Итак, в настоящей работе показано, что торможение дислокационных кинков флуктуациями плотности атомов различных компонент твердого раствора является эффективным механизмом сопротивления движению дислокаций и в результате приводит к упрочнению материала. Вследствие флуктуационной природы торможения рассчитанное увеличение деформирующего напряжения оказывается наиболее сильным в промежуточной области концентраций раствора, соответствующей наибольшей степени разупорядоченности материала, и обращается в нуль при переходе к любому из компонентов. Такое поведение объясняет наблюдаемую в экспериментах ярко выраженную колоколообразную форму концентрационной зависимости деформирующего напряжения твердых растворов.

## Список литературы

- [1] J.P. Hirth, J. Lothe. Theory of dislocations. 2nd ed. Wiley-Interscience, N.Y. (1982). [Д. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Атомиздат, М. (1972). 598 с.].
- [2] A. Seeger. In: Dislocations-1984 / Eds P. Veyssiere, L. Kubin, J. Castaing. CNRS, Paris (1984). P. 141.
- [3] Crystal lattice defects and dislocation dynamics / Ed. R.A. Vardanian. Nova Science Publishers, Inc., Huntington, N.Y. (2000).
- [4] E. Pink, R.J. Arsenault. Progr. Mater. Sci. **24**, 1 (1979).
- [5] Б.В. Петухов. ФТТ **13**, 1445 (1971).
- [6] A. Sato, M. Meshii. Acta Met. **21**, 753 (1973).
- [7] H. Suzuki. In: Dislocations in solids / Ed. F.R.N. Nabarro. North-Holland Publ. Co., Amsterdam (1979). Vol. 4. P. 191.
- [8] Б.В. Петухов. ФТТ **30**, 2893 (1988).
- [9] Я.Г. Синай. Теория вероятностей и ее применения. **28**, 247 (1982).
- [10] Yu.L. Iunin, V.I. Nikitenko, V.I. Orlov, B.V. Petukhov. Phys. Rev. Lett. **78**, 3137 (1997).
- [11] J.-P. Bouchaud, A. Georges. Phys. Rep. **195**, 127 (1990).
- [12] J.W. Haus, K.W. Kehr. Phys. Rep. **150**, 263 (1987).
- [13] D.R. Nelson. Statistical properties of unzipping DNA. Cond-mat/0309559 v1 24 Sep (2003).
- [14] T. Kataoka, T. Uematsu. Jpn. J. Appl. Phys. **17**, 271 (1978).
- [15] I. Yonenaga. Physica B **273–274**, 612 (1999).

- [16] Б.В. Петухов. Кристаллография **42**, 197 (1997).
- [17] V.M. Vinokur. J. Phys. (Paris) **47**, 1425 (1986).
- [18] R. Kubo. Statistical mechanics. North-Holland Company, Amsterdam (1965). [Р. Кубо. Статистическая механика. Мир, М. (1967). 452 с.].
- [19] В.В. Учайкин. УФН **173**, 847 (2003).
- [20] F. Louchet, D. Cochet Muchy, Y. Brechet, J. Pelissier. Phil. Mag. **A57**, 327 (1988).
- [21] Yu.L. Iunin, V.I. Nikitenko. Phys. Stat. Sol. (a) **171**, 17 (1999).
- [22] H. Alexander, H.R. Kolar, J.C.H. Spence. Phys. Stat. Sol. (a) **171**, 5 (1999).
- [23] T. Kruml, D. Caillard, C. Dupas, J.-L. Martin. J. Phys. Cond. Matter **14**, 12 897 (2002).