

Влияние фононной вязкости и дислокационного взаимодействия на скольжение пары краевых дислокаций в кристалле с точечными дефектами

© В.В. Малашенко

Донецкий национальный технический университет,
83000 Донецк, Украина
Донецкий физико-технический институт Национальной академии наук Украины,
83114 Донецк, Украина
E-mail: malashenko@kinetic.ac.donetsk.ua

(Поступила в Редакцию 19 апреля 2005 г.
В окончательной редакции 15 июня 2005 г.)

Исследовано движение пары краевых дислокаций в упругом поле точечных дефектов с учетом взаимодействия дислокаций как между собой, так и с фононной подсистемой кристалла. Показано, что сила торможения является немонотонной функцией скорости дислокационного скольжения и при определенных условиях может иметь два экстремума.

PACS: 61.72.Ji, 61.72.Lk, 63.20.Mt

Скорость скольжения дислокаций в кристалле зависит от взаимодействия дислокаций как между собой, так и с другими дефектами, а также с фононной, магнотной и электронной подсистемами кристалла [1–3]. Динамическое торможение одиночных дислокаций точечными дефектами исследовалось в работах [4–8]. Как показано в [5,6], характер этого торможения существенно зависит от вида спектра дислокационных колебаний, на который в свою очередь значительное влияние оказывает взаимодействие движущихся дислокаций [9]. Как известно, краевые дислокации, расположенные в параллельных плоскостях скольжения, способны образовывать устойчивые конфигурации, выстраиваясь одна над другой [10,11]. Этот процесс является основой полигонизации, в результате которой в кристаллах возникают дислокационные стенки. Под действием внешних напряжений такие образования могут перемещаться по кристаллу. В работе [12] исследовалось динамическое торможение пары дислокаций, движущихся параллельно поверхности кристалла, точечными дефектами, хаотически распределенными по этой поверхности. Влияние магнитоупругого взаимодействия на спектр и динамику скольжения пары краевых дислокаций в магнитоупорядоченных кристаллах анализировалось в [13]. Влияние фононной подсистемы в работах [12,13] не учитывалось.

Целью настоящей работы является исследование движения пары краевых дислокаций в параллельных плоскостях скольжения в поле точечных дефектов, случайным образом распределенных по объему кристалла, с учетом взаимодействия дислокаций между собой, с дефектами и с фононной подсистемой кристалла. Для учета влияния фононной подсистемы уравнение движения дислокации дополняется квазивязким членом, что фактически означает учет любых механизмов диссипации, которые характеризуются квазивязким характером торможения дислокаций.

Рассмотрим скольжение двух бесконечных краевых дислокаций под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в поле точечных дефектов, случайным образом распределенных в объеме кристалла. Линии дислокаций параллельны оси OZ , их векторы Бюргерса параллельны оси OX , в положительном направлении которой дислокации движутся с постоянной скоростью v . Пусть первая дислокация движется в плоскости XOZ (т.е. $y = 0$), а вторая — в плоскости $y = a$, где a — расстояние между плоскостями скольжения. Обе дислокации во время движения находятся в плоскости $x = vt$, перпендикулярной плоскостям скольжения. Положение каждой дислокации определяется соответственно функциями

$$X_1(y = 0, zt) = vt + w_1(y = 0, zt),$$

$$X_2(y = a, z, t) = vt + w_2(y = a, z, t), \quad (1)$$

где $w_1(y = 0, zt)$, $w_2(y = a, zt)$ — случайные величины, среднее значение которых по ансамблю дефектов и расположению элементов дислокаций равно нулю.

Движение каждой дислокации описывается уравнением

$$m \left\{ \frac{\partial^2 X_K}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 X_K}{\partial z^2} \right\} = b [\sigma_0 + \sigma_{xy}^K(vt + w_K; z)] + F_{\text{dis}} - B \frac{\partial X_K}{\partial t}. \quad (2)$$

Здесь $K = 1, 2$ — номер дислокации, m — масса единицы длины дислокации (для простоты считаем массы дислокаций одинаковыми), B — константа демпфирования, обусловленная фононными, магнотными, электронными либо иными механизмами диссипации, характеризующимися линейной зависимостью силы торможения дислокации от скорости ее скольжения, c — скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле, σ_{xy}^K — компонента тензора напряжений, создаваемых

дефектами на линии K -й дислокации, $\sigma_{xy}^K = \sum_{i=1}^N \sigma_{xy,i}^K$, N — число дефектов в кристалле. Как и в работе [5], используем плавное обрезание поля напряжений точечного дефекта на расстояниях порядка его радиуса

$$\sigma_{xy}(\mathbf{r}) = \mu R^3 \varepsilon \frac{\partial^2}{\partial x \partial y} \frac{1 - \exp(-r/R)}{r},$$

$$\sigma_{xy}(\mathbf{p}) = 4\pi\mu R^3 \varepsilon \frac{p_x p_y}{p^2} \frac{R^{-2}}{p^2 + R^{-2}}, \quad (3)$$

где $\sigma_{xy}(\mathbf{p})$ — Фурье-образ тензора напряжений, создаваемых дефектом, R — радиус дефекта, ε — параметр несоответствия, μ — модуль сдвига. Сила взаимодействия дислокаций между собой F_{dis} , согласно [11], определяется формулой

$$F_{\text{dis}} = b^2 M \frac{x(x^2 - y^2)}{r^4} \approx -\frac{b^2 M w}{a^2}, \quad M = \frac{\mu}{2\pi(1 - \gamma)}, \quad (4)$$

где γ — коэффициент Пуассона. Здесь учтено, что $w \ll a$ и $r \approx a$. Как было показано в работе [4], влияние фоновых механизмов диссипации на силу торможения, создаваемую полем хаотически распределенных дефектов, мало ввиду малости безразмерного параметра $\alpha = \beta\lambda v/c^2$, где λ — параметр обрезания, $\lambda \approx b$, а $\beta = B/m$. Поскольку по порядку величины $B \leq 10^{-4}$ Pa·s, а линейная плотность массы дислокации $m \approx 10^{-16}$ kg/m, имеем $\beta \leq 10^{12}$ s $^{-1}$. Для типичных значений $\lambda \approx b \approx 3 \cdot 10^{-10}$ m, $c \approx 3 \cdot 10^3$ m/s, $v \leq 10^{-1}c$ получаем $\alpha \ll 1$. Поэтому при вычислении силы торможения дислокации дефектами мы пренебрежем влиянием фоновых и иных механизмов диссипации, вносящих вклад в константу B , и учтем их при анализе полной силы торможения, действующей на дислокацию.

Воспользовавшись преобразованием Фурье и переходя к системе координат, связанной с центром масс дислокации, получим явный вид колебательного спектра

$$\omega^2 = c^2 p_z^2 + \Delta^2, \quad \Delta = \frac{b}{a} \sqrt{\frac{M}{m}} = \frac{c}{a} \sqrt{\frac{2}{\ln(D/L)}}, \quad (5)$$

где L — длина дислокации, D — величина порядка размеров кристалла. Силу торможения дислокации точечными дефектами вычислим во втором порядке теории возмущений (считая малыми изгибные колебания дислокации в плоскости скольжения, описываемые функциями $w_1(y=0, z, t)$, $w_2(y=a, z, t)$) методом, использованным в работах [5–8],

$$F_d = b \left\langle \frac{\partial \sigma_{xy}}{\partial X} w \right\rangle, \quad (6)$$

где символ $\langle \dots \rangle$ — означает усреднение по длине дислокации и хаотическому распределению дефектов. Поскольку силы, полученные после усреднения, будут одинаковыми для обеих дислокаций, можем опустить в

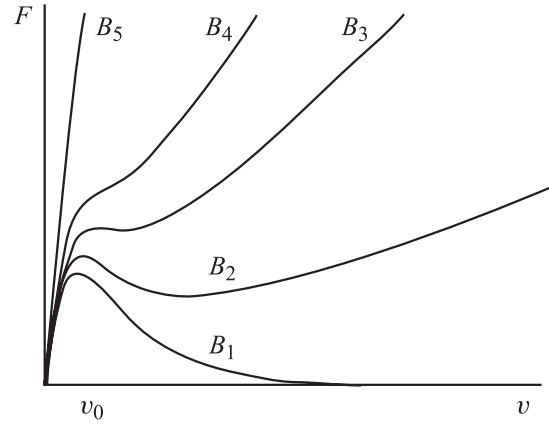


Рис. 1. Зависимость силы торможения дислокации от скорости ее скольжения для различных значений константы демпфирования ($B_5 > B_4 > B_3 > B_2 > B_1 = 0$).

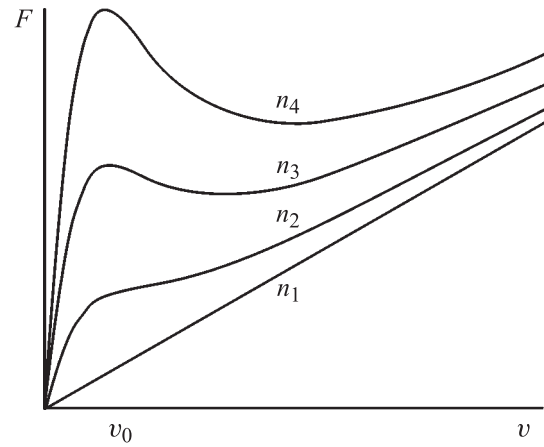


Рис. 2. Зависимость силы торможения дислокации от скорости ее скольжения для различных значений концентрации точечных дефектов ($n_4 > n_3 > n_2 > n_1 = 0$).

дальнейшем индекс K . Произведя необходимые вычисления, получим выражение для силы торможения каждой из дислокаций точечными дефектами в виде

$$F_d = B_d v t^2 [1 + (6t^4 + 2t^2) \ln(1 + t^{-2}) - 6t^2]. \quad (7)$$

Здесь введены обозначения

$$t = R\Delta/v, \quad B_d = \frac{2\pi^2(1 - \gamma)n_0\mu\varepsilon^2 a^2}{3cR}, \quad (8)$$

n_0 — безразмерная концентрация дефектов.

Полную силу торможения, действующую на движущуюся дислокацию, можно представить в виде $F = F_d + Bv$. Схематически зависимость полной силы торможения дислокации от скорости при различных значениях константы демпфирования представлена на рис. 1.

На рис. 2 представлена зависимость силы торможения от скорости дислокационного скольжения для различных

значений концентрации точечных дефектов при фиксированном значении константы демпфирования. Чтобы получить аналитически качественную зависимость положения экстремумов функции $F(v)$ от параметров задачи, упростим выражение (7), предварительно исследовав его асимптотическое поведение. При $v < v_0 = R\Delta$ (т.е. $t > 1$) получаем

$$\ln(1 + t^{-2}) \approx t^{-2} - \frac{t^{-4}}{2} + \frac{t^{-6}}{3}. \quad (9)$$

Тогда сила торможения дислокации точечными дефектами F_d пропорциональна скорости скольжения

$$\begin{aligned} F_d &= B_d v t^2 \left[1 + (6t^4 + 2t^2) \left(t^{-2} - \frac{t^{-4}}{2} + \frac{t^{-6}}{3} \right) - 6t^2 \right] \\ &= B_d v t^2 \left(t^{-2} + \frac{2}{3} t^{-4} \right) = B_d v. \end{aligned} \quad (10)$$

При $v > v_0$ (т.е. $t < 1$) сила торможения обратно пропорциональна скорости скольжения дислокации

$$F_d = B_d v t^2 = B_d (R\Delta)^2 / v = B_d v_0^2 / v. \quad (11)$$

При $v = v_0$ она имеет максимум. Для дальнейшего анализа представим эту силу в виде отношения полиномов

$$F_d = \frac{B_d v}{1 + (v^2/v_0^2)}. \quad (12)$$

Поскольку данное выражение правильно отражает характер поведения функции $F_d(v)$, получаем возможность проанализировать качественные особенности движения дислокации без применения численных методов. Анализ полученного выражения показывает, что график зависимости полной силы торможения $F(v)$ имеет максимум и минимум при B , меньших некоторого критического значения $B_0 = B_d/8$. Воспользовавшись данными работы [4], выполним численные оценки. Для типичных значений $\varepsilon \approx 10^{-1}$ и безразмерной концентрации $n_0 \approx 10^{-3}$ получим $B_0 \approx 10^{-5}$ Pa · s. При этом максимум находится в точке v_0

$$v_0 = R\Delta = R \frac{b}{a} \sqrt{\frac{M}{m}} = R \frac{c}{a} \sqrt{\frac{2}{\ln(D/L)}} \approx c \frac{R}{a}. \quad (13)$$

Он соответствует переходу от коллективного взаимодействия дислокации с точечными дефектами к независимым столкновениям между ними. Если расстояние между дислокациями составляет $a \approx 10b$, то критическая скорость по порядку величины $v_0 \approx 10^{-1}c$; при $a \approx 100b$ получим $v_0 \approx 10^{-2}c$. Минимум находится в точке v_1

$$v_1 = v_0 \sqrt{\frac{B_d}{B}} = 2\pi\varepsilon \sqrt{\frac{(1-\gamma)n_0\mu Rc}{3B}}. \quad (14)$$

Он соответствует значению скорости, при которой сила торможения дислокации дефектами, убывающая в

этой области с ростом скорости пропорционально v^{-1} , сравнивается с квазивязкой силой торможения, обусловленной взаимодействием с иными (прежде всего с фоновой) подсистемами кристалла.

Положение максимума не зависит от величины B (рис. 1), положение минимума с ростом B приближается к положению максимума. При $B = B_0$ они сливаются, возникает точка перегиба. При дальнейшем росте этой величины происходит сглаживание кривой, в предельном случае бесконечно больших B получаем линейную зависимость.

При фиксированном значении B (рис. 2) с ростом концентрации дефектов положение максимума остается неизменным (скорость v_0 не зависит от величины концентрации), в то время как положение минимума смещается вправо, в сторону более высоких скоростей.

Зависимость силы торможения от расстояния между дислокациями также является немонотонной и описывается выражением

$$F = \left(\frac{\beta a^2}{1 + a^2/a_0^2} + B \right) v, \quad \beta = \frac{2\pi^2(1-\gamma)n_0\mu\varepsilon^2}{3cR}. \quad (15)$$

При значениях $a < a_0 = (Rc/v)\sqrt{2/\ln(D/L)}$ эта сила растет пропорционально квадрату расстояния, при $a > a_0$ она вообще не зависит от расстояния. Для скоростей $v \approx 10^{-1}c$ получим $a_0 \approx 10^{-9}$ m.

В области скоростей $v_0 < v < v_1$ движение дислокации является динамически неустойчивым, поскольку увеличение скорости приводит к уменьшению силы дислокационного торможения. Взаимодействие дефектов с дислокацией в этой области имеет характер независимых столкновений и ранее исследовалось в работах [5,6].

Предложенный подход может быть использован при анализе динамики дислокационных стенок.

Список литературы

- [1] В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом. УФН **115**, 1, 1 (1975).
- [2] М.И. Каганов, В.Я. Кравченко, В.Д. Нацик. УФН **111**, 4, 655 (1973).
- [3] В.Г. Барьяхтар, В.В., Тарасенко. ФТТ **22**, 2, 431 (1980).
- [4] V.D. Natsik, K.A. Chishko. Cryst. Res. Technol. **19**, 6, 763 (1984).
- [5] V.V. Malashenko, V.L. Sobolev, B.I. Khudik. Phys. Stat. Sol. (b) **143**, 2, 425 (1987).
- [6] В.В. Малашенко. ФТТ **29**, 5, 1614 (1987).
- [7] В.В. Малашенко. ФТТ **32**, 2, 645 (1990).
- [8] В.В. Малашенко. ФТТ **39**, 3, 493 (1997).
- [9] В.В. Малашенко, Т.И. Малашенко. ФТВД **12**, 2, 57 (2002).
- [10] Д. Хирт, И. Лоте. Теория дислокаций. Наука, М. (1972). 599 с.
- [11] А.М. Косевич. Дислокации в теории упругости. Наук. думка, Киев (1978). 220 с.
- [12] В.В. Малашенко. ФТВД **14**, 2, 20 (2004).
- [13] В.В. Малашенко. ФТВД **13**, 2, 108 (2003).