

07  
**Коллективное преодоление дислокациями точечных дефектов  
 в динамической области**

© В.В. Малашенко

Донецкий физико-технический институт НАН Украины,  
 Донецк, Украина  
 Донецкий национальный технический университет,  
 Донецк, Украина  
 E-mail: malashenko@fti.dn.ua

(Поступила в Редакцию 7 февраля 2014 г.)

Предложен механизм коллективного преодоления точечных дефектов дислокациями при надбарьерном скольжении. Показано, что междислокационное взаимодействие облегчает преодоление точечных дефектов при высокой плотности дислокаций.

Особенности протекания пластической деформации и формирования ряда механических свойств реальных кристаллов определяются поведением дислокационных ансамблей. Исследованию динамических свойств этих ансамблей, их колебательных спектров и коллективных эффектов, возникающих при их движении, посвящено значительное число работ [1–10].

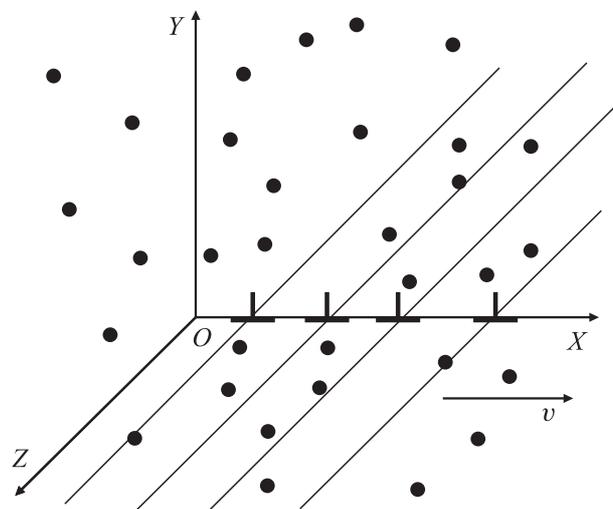
На движение дислокационных ансамблей существенное влияние оказывает наличие различных структурных несовершенств, в частности точечных дефектов (примесей, вакансий, междоузельных атомов). Медленно движущиеся дислокации преодолевают потенциальные барьеры, созданные такими дефектами, с помощью термических флуктуаций. Кинетическая энергия быстро движущихся дислокаций превосходит высоту энергетических барьеров; такие дислокации преодолевают препятствия без термических флуктуаций. Это так называемая динамическая область скоростей, нижняя граница которой определяется неравенством  $v \geq 10^{-2}c$ , где  $c$  — скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле [11].

В последние годы отмечается повышение интереса к исследованию движения дислокаций в динамической области. Это обусловлено важностью понимания процессов, происходящих в кристаллах при высокоскоростной обработке [12,13], под действием ударных нагрузок [14–16], в частности создаваемых коротковолновым лазерным излучением огромной мощности [17–19], а также при использовании взрыва для обработки и сварки металлов [20,21].

Торможение дислокаций в этой области в значительной степени определяется перекачкой энергии от дислокации к различным элементарным возбуждениям в кристалле. При высокой концентрации примесей и других дефектов решетки динамическое взаимодействие дислокации с этими дефектами становится весьма существенным и оказывает значительное влияние на ее подвижность, а также на свойства кристаллов, обусловленные дислокационным движением.

Как было отмечено выше, существенное влияние на динамическое движение дислокаций оказывает их взаимодействие со структурными дефектами. В динамической области механизм диссипации заключается в необратимом переходе кинетической энергии дислокации в энергию ее изгибных колебаний в плоскости скольжения [22–27]. Этот механизм весьма чувствителен к виду спектра дислокационных колебаний, который испытывает существенные изменения в результате взаимодействия дислокаций ансамбля между собой. При высокой плотности дислокаций такое взаимодействие приводит к появлению специфического коллективного эффекта преодоления дислокациями точечных дефектов в динамической области, который ранее не изучался и является предметом исследования настоящей работы.

Пусть бесконечные краевые дислокации совершают скольжение под действием постоянного внешнего напряжения  $\sigma_0$  в положительном направлении оси  $OX$  с постоянной скоростью  $v$  (см. рисунок) в кристалле, содержащем хаотически распределенные точечные дефек-



Движение ансамбля дислокаций в поле точечных дефектов.

ты. Линии дислокаций параллельны оси  $OZ$ , их векторы Бюргерса  $\mathbf{b} = (b, 0, 0)$  одинаковы и параллельны оси  $OX$ . Плоскость скольжения дислокаций совпадает с плоскостью  $XOZ$ . Положение  $k$ -й дислокации определяется функцией

$$X_k(y = 0, z, t) = vt + w_k(y = 0, z, t). \quad (1)$$

Здесь  $w_k(y = 0, z, t)$  — случайная величина, описывающая изгибные колебания дислокации, возбужденные ее взаимодействием с хаотически распределенными дефектами. Среднее значение этой величины по длине дислокации и по хаотическому распределению дефектов равно нулю. Будем считать, что все дислокации расположены эквидистантно, расстояние между соседними дислокациями равно  $a$ . Тогда сила, действующая на единицу длины  $k$ -й дислокации со стороны других дислокаций, равна

$$F_k = \sum_{n=1}^{\infty} \frac{Mb^2}{na + w_k} - \sum_{n=1}^{\infty} \frac{Mb^2}{na - w_k}, \quad (2)$$

где  $M = \frac{\mu}{2\pi(1-\gamma)}$ ,  $\mu$  — модуль сдвига,  $\gamma$  — коэффициент Пуассона. После несложных преобразований получим

$$F_k = -2Mb^2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{w_k}{n^2 a^2 \left(1 - \frac{w_k^2}{n^2 a^2}\right)} \approx -\lambda^2 w_k, \quad (3)$$

$$\lambda^2 = \frac{Mb^2 \pi^2}{3a^2}. \quad (4)$$

Здесь учтено, что  $w_k \ll a$  и, кроме того, согласно [28], сумма ряда

$$\sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n^2} = \frac{\pi^2}{6}. \quad (5)$$

Уравнение движения  $k$ -й дислокации может быть представлено в следующем виде:

$$m \left\{ \frac{\partial^2 X}{\partial t^2} - c^2 \frac{\partial^2 X}{\partial z^2} \right\} = b[\sigma_0 + \sigma_{xy}^d] + F_k - B \frac{\partial X}{\partial t}, \quad (6)$$

где  $\sigma_{xy}^d$  — компонента тензора напряжений, создаваемых точечными дефектами на линии дислокации,  $m$  — масса единицы длины дислокации (массы всех дислокаций считаем одинаковыми),  $c$  — скорость распространения в кристалле поперечных звуковых волн,  $B$  — константа демпфирования, обусловленная фононными, магнанными или электронными механизмами диссипации. Здесь, как и в работах [22–27,29], будем считать выполненным условие  $[Bbv/(mc^2)] \ll 1$ , позволяющее пренебречь влиянием константы  $B$  на силу торможения дислокации структурными дефектами.

Сила динамического торможения движущейся краевой дислокации точечными дефектами, согласно [22–27], может быть вычислена по формуле

$$F_d = \frac{nb^2}{8\pi^2 m} \int d^3 q |q_x| |\sigma_{xy}^d(\mathbf{q})|^2 \delta(q_x^2 v^2 - \omega^2(q_z)), \quad (7)$$

где  $\omega(q_z)$  — спектр дислокационных колебаний,  $n$  — объемная концентрация дефектов.

Для нахождения спектра колебаний дислокации перейдем в систему центра масс дислокации и выполним преобразование Фурье. В результате получим

$$\omega^2(q_z) = c^2 q_z^2 + \Delta_{\text{dis}}^2, \quad (8)$$

$$\Delta_{\text{dis}} = \frac{\pi b}{a} \sqrt{\frac{M}{3m}} = \frac{c}{a} \sqrt{\frac{2\pi^3}{3(1-\gamma) \ln \frac{L}{b}}} \approx \frac{c}{a}, \quad (9)$$

где  $L$  — расстояние порядка размера кристалла.

Конечно, в реальном кристалле дислокации не могут располагаться эквидистантно, и порядок величины щели в дислокационном спектре будет определяться средним расстоянием между дислокациями, которое в свою очередь зависит от плотности дислокаций:  $a = \frac{1}{\sqrt{\rho}}$ .

Таким образом, величина спектральной щели увеличивается с ростом плотности дислокаций

$$\Delta_{\text{dis}} = \pi b \sqrt{\frac{M\rho}{3m}} \approx c \sqrt{\rho}. \quad (10)$$

Используя результаты и методику работ [22–27], получим выражение для силы торможения дислокации точечными дефектами в динамической области

$$F_d = \frac{\pi n_0 b \mu^2 \varepsilon^2}{3mc \Delta_{\text{dis}}^2} v = 2(1-\gamma) n_0 \varepsilon^2 \mu b \left(\frac{a}{b}\right)^2 \frac{v}{c} = \frac{2(1-\gamma) n_0 \varepsilon^2 \mu}{\rho b c} v, \quad (11)$$

где  $\varepsilon$  — параметр несоответствия дефекта,  $n_0$  — безразмерная концентрация дефектов,  $n_0 = nb^3$ .

Из этой формулы следует, что с ростом плотности дислокаций сила их динамического торможения точечными дефектами уменьшается, т.е. дислокация, находящаяся в ансамбле, преодолевает дефекты легче, чем одиночная. Чтобы объяснить этот факт, вспомним, что исследуемый механизм диссипации заключается в переходе кинетической энергии дислокации в энергию ее поперечных колебаний. Взаимодействие дислокаций между собой приводит к возникновению щели в дислокационном спектре, что затрудняет возбуждение этих колебаний.

Оценим плотность дислокаций, при которой рассматриваемый эффект коллективного преодоления дефектов будет существенным в динамическом диапазоне скоростей. Поскольку характерная скорость  $v \approx b \Delta_{\text{dis}} \approx cb \sqrt{\rho} \approx 10^{-2} c$ , получим, что для типичных значений  $b = 3 \cdot 10^{-10}$  м,  $c = 3 \cdot 10^3$  м/с плотность дислокаций по порядку величины равна  $\rho = 10^{14} - 10^{15}$  м<sup>-2</sup>. Такие плотности дислокаций достигаются при высокоскоростной деформации, создаваемой ударным нагружением [15,30], а также при больших пластических деформациях, создаваемых гидрокструзией и прессованием [31].

Как было показано в работах [22–27], коллективное воздействие точечных дефектов на каждую из дислокаций ансамбля также может создавать щель в спектре дислокационных колебаний, выражение для которой

имеет вид

$$\Delta = \Delta_{\text{def}} = \frac{c}{b} (n_0 \varepsilon^2)^{1/3} \approx \frac{c}{l_d}, \quad (12)$$

где  $l_d$  — среднее расстояние между точечными дефектами, случайным образом распределенными в объеме кристалла.

Таким образом, колебательный спектр дислокации формируется под влиянием конкурирующих коллективных воздействий: взаимодействия дислокации с другими движущимися дислокациями и с ансамблем точечных дефектов. Коллективное взаимодействие дислокаций будет доминирующим при выполнении условия  $\Delta_{\text{dis}} > \Delta_{\text{def}}$ , которое приближенно можно представить в виде

$$\rho > \frac{1}{b^2} (n_0 \varepsilon^2)^{2/3}. \quad (13)$$

Для типичных значений  $\varepsilon = 10^{-1}$ ,  $b = 3 \cdot 10^{-10}$  м,  $n_0 = 10^{-2} - 10^{-4}$  и плотности дислокаций  $\rho = 10^{14} - 10^{15}$  м<sup>-2</sup> это условие выполняется.

Оценим значение константы демпфирования, обусловленной исследуемым механизмом диссипации и имеющей следующий вид:

$$B = \frac{2(1 - \gamma)n_0 \varepsilon^2 \mu}{\rho b c}. \quad (14)$$

Для значений  $\mu = 5 \cdot 10^{10}$  Па,  $c = 3 \cdot 10^3$  м/с,  $\varepsilon = 10^{-1}$ ,  $b = 3 \cdot 10^{-10}$  м,  $\rho = 10^{15}$  м<sup>-2</sup>,  $n_0 = 10^{-4}$ ,  $\gamma = 0.3$  получим  $B \approx 10^{-5}$  Па · с.

Проведенный анализ показывает, что при высокой плотности дислокаций их коллективное взаимодействие облегчает преодоление различных точечных дефектов в динамической области.

## Список литературы

- [1] Г.А. Малыгин. УФН **169**, 979 (1999).
- [2] Г.А. Малыгин. УФН **181**, 1129 (2011).
- [3] Г.Ф. Сарафанов. ФТТ **50**, 1793 (2008).
- [4] Г.Ф. Сарафанов, В.Н. Перевезенцев. ФТТ **51**, 2309 (2009).
- [5] Г.Ф. Сарафанов. ФТТ **39**, 1575 (1997).
- [6] Г.Ф. Сарафанов. Письма в ЖТФ **24**, 8, 42 (1998).
- [7] И.Л. Батаронов, Т.А. Надеина. Изв. РАН. Сер. физ. **72**, 1246 (2008).
- [8] И.Л. Батаронов, Т.А. Надеина. Изв. РАН. Сер. физ. **71**, 1406 (2007).
- [9] A.V. Bekhterev, A.B. Volyntsev, A.N. Shilov. Phys. Status Solidi A **148**, 107 (1995).
- [10] С.И. Сивер, Л.А. Зильберман, О.И. Дацко. ЖТФ **58**, 1996 (1988).
- [11] А.Ю. Куксин, В.В. Стегайлов, А.В. Янилкин. ДАН **420**, 467 (2008).
- [12] А.Ю. Куксин, А.В. Янилкин. ДАН **413**, 615 (2007).
- [13] В.В. Шпейзман, В.И. Николаев, Б.И. Смирнов, А.Б. Лебедев, В.В. Ветров, С.А. Пульнев, В.И. Копылов. ФТТ **52**, 1295 (2010).
- [14] М. Molotskii. Appl. Phys. Lett. **93**, 051 905 (2008).
- [15] Г.И. Канель, В.Е. Фортов, С.В. Разоренов. УФН **177**, 809 (2007).
- [16] В.В. Стегайлов, А.В. Янилкин. ЖЭТФ **131**, 1064 (2007).
- [17] D. Batani, H. Stabile, A. Ravasio, G. Lucchini, F. Strati, T. Desai, J. Ullschmied, E. Krousky, J. Skala, L. Juha, B. Kralikova, M. Pfeifer, Ch. Kadlec, T. Mocek, A. Präg, H. Nishimura, Y. Ochi. Phys. Rev. E **68**, 067 403 (2003).
- [18] D. Batani, F. Strati, H. Stabile, M. Tomasini, G. Lucchini, A. Ravasio, M. Koenig, A. Benuzzi-Mounaix, H. Nishimura, Y. Ochi, J. Ullschmied, J. Skala, B. Kralikova, M. Pfeifer, Ch. Kadlec, T. Mocek, A. Präg, T. Hall, P. Milani, E. Barborini, P. Piseri. Phys. Rev. Lett. **92**, 065 503 (2004).
- [19] Y. Wang, Z.-K. Liu, L.-Q. Chen, L. Burakovsky, D.L. Preston, W. Luo, B. Johansson, R. Ahuja. Phys. Rev. B **71**, 054 110 (2005).
- [20] В.Г. Петушков. Применение взрыва в сварочной технике. Наук. думка, Киев (2005). 775 с.
- [21] А.В. Крупин, С.Н. Калужин, Е.У. Атабеков. Процессы обработки металлов взрывом. Металлургия, М. (1996). 336 с.
- [22] В.В. Малашенко, Н.В. Белых. ЖТФ **83**, 12, 149 (2013).
- [23] В.В. Малашенко, Н.В. Белых. ФТТ **55**, 504 (2013).
- [24] В.В. Малашенко. Письма в ЖТФ **38**, 19, 61 (2012).
- [25] V.V. Malashenko. Physica B **404**, 3890 (2009).
- [26] V.V. Malashenko. Mod. Phys. Lett. B **23**, 2041 (2009).
- [27] В.В. Малашенко. ФТТ **53**, 2204 (2011).
- [28] А.П. Прудников, Ю.А. Брычков, О.И. Маричев. Интегралы и ряды. Наука, М. (1981). 800 с.
- [29] V.D. Natsik, K.A. Chishko. Cryst. Res. Technol. **19**, 763 (1984).
- [30] Г.А. Малыгин, С.Л. Огарков, А.В. Андрияш. ФТТ **56**, 1123 (2014).
- [31] В.В. Рыбин. Большие пластические деформации и разрушение металлов. Металлургия, М. (1986). 224 с.