

ВЛИЯНИЕ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ НА ВНУТРЕННЕЕ ТРЕНИЕ, ВЫЗВАННОЕ ЭЛЕКТРОННЫМ ТОРМОЖЕНИЕМ ИЗГИБНЫХ КОЛЕБАНИЙ КРАЕВОЙ ДИСЛОКАЦИИ

Дежин В.В.

Воронежский государственный технический университет, Воронеж, Россия

Ключевые слова: краевая дислокация, изгибные колебания, собственные колебания, электронное торможение, точечные дефекты, обобщенная восприимчивость, внутреннее трение.

Аннотация. С учетом влияния дальнедействующего упругого взаимодействия краевой дислокации с цепочкой точечных дефектов найдено выражение обобщенной восприимчивости краевой дислокации, совершающей изгибные колебания в долине рельефа Пайерлса диссипативного кристалла. Получено выражение для внутреннего трения в кристалле, вызванного электронным торможением изгибных колебаний краевой дислокации. Построены графики частотной зависимости внутреннего трения для конкретного кристалла.

INFLUENCE OF POINT DEFECTS ON INTERNAL FRICTION CAUSED BY ELECTRON BRAKING OF EDGE DISLOCATION BENDING VIBRATIONS

Dezhin V.V.

Voronezh State Technical University, Voronezh, Russia

Keywords: edge dislocation, bending vibrations, natural vibrations, electron braking, point defects, generalized susceptibility, internal friction.

Abstract. Taking into account influence of long-range elastic interaction of edge dislocation with chain of point defects, expression found for generalized susceptibility of edge dislocation performing bending vibrations in the Peierls relief valley of dissipative crystal. Expression obtained for internal friction in crystal caused by electron braking of edge dislocation bending vibrations. Graphs of internal friction frequency dependence for specific crystal were constructed.

Введение. В результате упругого взаимодействия вокруг краевых дислокаций образуется атмосфера Котрелла, состоящая из точечных дефектов, которые препятствуют движению дислокаций [1-3]. Другим препятствием движению дислокаций является кристаллический рельеф (рельеф Пайерлса) с соответствующим напряжением [3-5]. Изгибные колебания дислокаций с учетом и без учета напряжения Пайерлса теоретически исследовались ранее [6-8], но влияние упругого взаимодействия с точечными дефектами на колебания краевых дислокаций не рассматривалось. Также при движении дислокаций возникает сила динамического сопротивления, причем в области низких температур преобладающей является сила электронного торможения [9]. Из-за динамического сопротивления колебаниям дислокаций происходит диссипация энергии в кристалле (внутреннее трение) [10, 11]. В настоящей работе на основе работ [12-15] исследуется дислокационное внутреннее трение с учетом упругого взаимодействия краевой дислокации с точечными дефектами.

Вывод расчетных формул. Проведем ось O_z вдоль равновесного положения краевой дислокации и рассмотрим малые изгибные колебания краевой дислокации в плоскости xOz . Предположим, что точечные дефекты принадлежат одному элементу и имеют атомный объем, отличающийся от атомного объема в кристалле-растворителе. Тогда можно рассмотреть цепочку точечных дефектов типа «атомы замещения» с линейной плотностью c вдоль линии дислокации в плоскости yOz на расстоянии d от дислокации. При динамическом торможении дислокации максимальные потери наблюдаются при высоких частотах [10, 11]. Поэтому рассмотрим коротковолновый случай $1 \ll |k_z l| \ll k_m l$, где k_z – компонента волнового вектора вдоль линии дислокации, l – длина свободного пробега электрона, k_m – максимальное волновое число. Используем результаты работы [13] по исследованию влияния дальнедействующего упругого взаимодействия с точечными дефектами и результаты работы [15] по исследованию влияния напряжения Пайерлса на обобщенную восприимчивость краевой дислокации. Получим обратную обобщенную восприимчивость краевой дислокации, совершающей изгибные колебания в долине рельефа Пайерлса, с учетом взаимодействия с цепочкой точечных дефектов:

$$\alpha^{-1}(k_z, \omega) = \frac{2}{3\pi} \frac{1+\nu}{1-\nu} \mu b \frac{|\Delta\Omega|c}{d^3} + \pi\sigma_p - \frac{\rho b^2}{4\pi} \left[(1+\xi^2)\omega^2 \left(\ln \frac{k_m l}{|k_z l|} - \frac{1}{2} \right) - 2\xi\omega_i^2 (k_z l)^2 \ln \frac{k_m l}{|k_z l|} \right] - i \left[B + \left(\frac{8}{3\pi^2} - \frac{1}{6} \xi \right) \xi \rho b^2 \gamma^0 |k_z l| \right] \omega. \quad (1)$$

Здесь ω – частота изгибных колебаний краевой дислокации, ν – коэффициент Пуассона, μ – модуль сдвига, b – длина вектора Бюргерса краевой дислокации, $\Delta\Omega$ – разность объемов атомов кристалла-растворителя и замещающего атома, σ_p – напряжение Пайерлса, ρ – плотность кристалла, $\xi = s_t^2/s_l^2$, s_t и s_l – скорости поперечных и продольных звуковых волн, $\omega_i = s_t/l$, B – коэффициент торможения прямолинейной краевой дислокации [9, 12], γ^0 – константа, содержащаяся в коэффициенте электронного затухания звуковых волн и зависящая от материала [16, 12].

Используя общий метод [17] и выражение (1), аналогично работе [15] находим внутреннее трение за счет изгибных колебаниях краевой дислокации в долине Пайерлса с учетом взаимодействия с цепочкой точечных дефектов и электронами проводимости

$$Q^{-1} = \rho_d \theta \left(\frac{8}{3\pi^2} - \frac{1}{6} \xi \right) \frac{b^4}{s_t^2} \gamma^0 |k_z l| \omega \left(\left\{ \frac{2}{3\pi} \frac{1+\nu}{1-\nu} \frac{b|\Delta\Omega|c}{d^3} + \pi \frac{\sigma_p}{\mu} - \frac{b^2}{4\pi} \left[(1+\xi^2) \frac{\omega^2}{s_t^2} \left(\ln \frac{k_m}{|k_z|} - \frac{1}{2} \right) - 2\xi k_z^2 \ln \frac{k_m}{|k_z|} \right] \right\}^2 + \left\{ \frac{B}{\mu} + \left(\frac{8}{3\pi^2} - \frac{\xi}{6} \right) \frac{b^2}{s_l^2} \gamma^0 |k_z l| \right\}^2 \omega^2 \right)^{-1}, \quad (2)$$

где ρ_d – плотность краевых дислокаций в кристалле-растворителе, θ – ориентационный фактор краевых дислокаций.

Собственные частоты изгибных колебаний краевой дислокации в долине Пайерлса с учетом взаимодействия с цепочкой точечных дефектов при определенных значениях k_z найдем из решения дисперсионного уравнения $\text{Re } \alpha^{-1}(k_z, \omega) = 0$. Получим

$$\omega = \left[\frac{2\xi s_t^2 k_z^2 \ln(k_m/k_z)}{1 + \xi^2 \ln(k_m/k_z) - 1/2} + \frac{4\pi^2 s_t^2 \sigma_p}{1 + \xi^2 b^2 \mu \ln(k_m/k_z) - 1/2} + \frac{8}{3} \frac{1 + \nu}{1 - \nu} \frac{s_t^2 |\Delta\Omega| c}{(1 + \xi^2) b d^3 \ln(k_m/k_z) - 1/2} \right]^{1/2}. \quad (3)$$

Материал для вычислительного эксперимента. Для численных расчетов внутреннего трения и собственных частот по формулам (2) и (3) возьмем кристалл алюминия в качестве кристалла-растворителя и атомы меди в качестве атомов замещения. Выбранные материалы соответствуют условиям решаемой задачи, так как кристаллы алюминия и меди имеют ГЦК решетку и атомный объем меди $\Omega_{\text{Cu}} = 1.18 \cdot 10^{-29} \text{ м}^3$ меньше атомного объема алюминия $\Omega_{\text{Al}} = 1.66 \cdot 10^{-29} \text{ м}^3$. Запишем данные для кристалла алюминия: параметр решетки $a = 4.05 \cdot 10^{-10} \text{ м}$ [18, 19], $\mathbf{b} = (a/2)[110]$ – наименьший вектор Бюргерса полной дислокации [1], направление линии краевой дислокации $[001]$, $b = 2.86 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, $\mu = 2.65 \cdot 10^{10} \text{ Па}$, $\nu = 0.33$, $s_t = 3130 \text{ м/с}$ and $s_l = 6400 \text{ м/с}$ [18, 19], $\sigma_p/\mu = 5 \cdot 10^{-5}$ [3, 5], $l = 10^{-7} \text{ м}$ [20, 21], $\gamma^0 = 1.33 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ [12], $B/\mu = 5.28 \cdot 10^{-17} \text{ с}$ [3].

Результаты и обсуждение. Для построения частотной зависимости внутреннего трения согласно формуле (2) примем значения $k_m = 10^{10} \text{ м}^{-1}$, $\rho_d = 10^{10} \text{ м}^{-2}$, $\theta = 0.5$ и различные значения d и c . Полученные кривые зависимости $Q^{-1}(\omega)$ для $k_z = 10^8 \text{ м}^{-1}$ и $k_z = 10^9 \text{ м}^{-1}$ приведены на рисунке 1. Видно наличие пиков внутреннего трения. Находим частоты ω_m , соответствующие максимальным значениям $Q^{-1}(\omega)$. Из формулы (3) найдем собственные частоты изгибных колебаний краевой дислокации ω_0 . Полученные значения приведены в таблице 1.

Табл. 1. Значения частот ω_m и ω_0 для различных k_z , d и c

$d, \text{ м}$	$c, \text{ м}^{-1}$	$k_z = 10^8 \text{ м}^{-1}$		$k_z = 10^9 \text{ м}^{-1}$	
		$\omega_0, \text{ Гц}$	$\omega_m, \text{ Гц}$	$\omega_0, \text{ Гц}$	$\omega_m, \text{ Гц}$
$5.73 \cdot 10^{-10}$	$2 \cdot 10^8$	$5.6363 \cdot 10^{11}$	$5.6299 \cdot 10^{11}$	$2.5045 \cdot 10^{12}$	$2.5032 \cdot 10^{12}$
$5.73 \cdot 10^{-10}$	10^8	$4.5928 \cdot 10^{11}$	$4.5878 \cdot 10^{11}$	$2.4555 \cdot 10^{12}$	$2.4547 \cdot 10^{12}$
$11.46 \cdot 10^{-10}$	10^8	$3.4285 \cdot 10^{11}$	$3.4277 \cdot 10^{11}$	$2.4118 \cdot 10^{12}$	$2.4110 \cdot 10^{12}$
$11.46 \cdot 10^{-10}$	$5 \cdot 10^7$	$3.3298 \cdot 10^{11}$	$3.3281 \cdot 10^{11}$	$2.4087 \cdot 10^{12}$	$2.4077 \cdot 10^{12}$

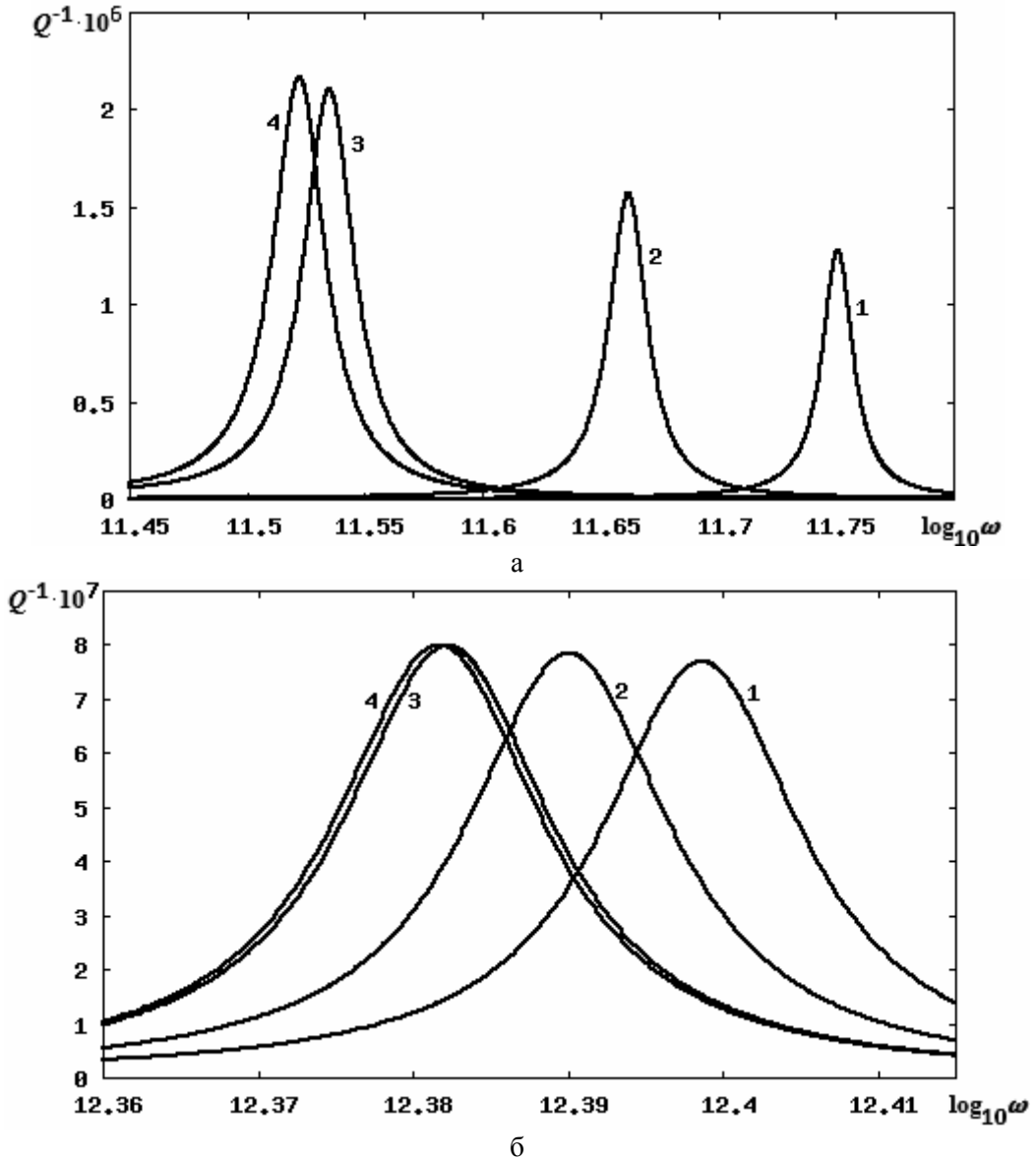


Рис. 1. График $Q^{-1}(\omega)$ при $k_z = 10^8 \text{ м}^{-1}$ (а) и $k_z = 10^9 \text{ м}^{-1}$ (б);

- 1 – $d = \sqrt{2}a = 5.73 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, $c = 2 \cdot 10^8 \text{ м}^{-1}$; 2 – $d = 5.73 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, $c = 10^8 \text{ м}^{-1}$;
 3 – $d = 2\sqrt{2}a = 11.46 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, $c = 10^8 \text{ м}^{-1}$; 4 – $d = 11.46 \cdot 10^{-10} \text{ м}$, $c = 5 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$

Значения ω_0 оказались практически такие же как и значения ω_m . Это свидетельствует о резонансном типе пиков внутреннего трения. Очень малые отличия ω_0 от ω_m являются следствием малой величины вклада изгибных колебаний в общее затухание колебаний краевой дислокации. Различие частот $\omega_0 - \omega_m > 0$ связано с электронным затуханием изгибных колебаний краевой дислокации. Уменьшение частот ω_m и ω_0 по мере увеличения расстояния от краевой дислокации до точечных дефектов и уменьшения плотности

точечных дефектов является следствием уменьшения эффективной жесткости краевой дислокации. Эффективная жесткость краевой дислокации складывается из жесткости за счет барьера Пайерлса $\pi\sigma_p$, жесткости за счет притяжения к точечным дефектам $\frac{2}{3\pi} \frac{1+\nu}{1-\nu} \mu b \left| \Delta\Omega \right| \frac{c}{d^3}$ и жесткости самой дислокации $\frac{\mu b^2}{2\pi} \xi k_z^2 \ln \frac{k_m}{|k_z|}$. Уменьшение эффективной жесткости в свою

очередь приводит к увеличению амплитуды изгибных колебаний краевой дислокации и, следовательно, к увеличению энергетических потерь за период колебаний. Поэтому высота пиков внутреннего трения увеличивается. Меньшее расстояние между кривыми внутреннего трения 3 и 4 по сравнению с кривыми 1 и 2 является следствием уменьшения влияния точечных дефектов на изгибные колебания краевой дислокации на фоне влияния барьера Пайерлса. Различия кривых на рисунках 1,а и 1,б объясняются увеличением жесткости самой дислокационной линии с увеличением k_z , что приводит к уменьшению амплитуды изгибных колебаний и уменьшению энергетических потерь за период колебаний (уменьшению внутреннего трения). Увеличение жесткости самой дислокационной линии приводит также к увеличению собственной частоты изгибных колебаний краевой дислокации и частоты, соответствующей максимуму внутреннего трения. На рисунке 1,б высота пиков изменяется незначительно в отличие от рисунка 1,а. Это связано с увеличением вклада жесткости самой дислокационной линии в эффективную жесткость краевой дислокации при увеличении k_z . Вклад точечных дефектов в эффективную жесткость краевой дислокации при этом не изменяется и становится менее заметным.

Так как $k_z \ll k_m$, то можно приближенно записать $\omega \approx s_d k_z$, где s_d – скорость изгибных волн вдоль краевой дислокации. Из таблицы 1 следует, что скорость изгибных волн уменьшается при увеличении расстояния от точечных дефектов до дислокации и уменьшении плотности точечных дефектов. Это объясняется уменьшением эффективной жесткости краевой дислокации. Сравнить скорость изгибных волн при $k_z = 10^8 \text{ м}^{-1}$ и $k_z = 10^9 \text{ м}^{-1}$ не корректно из-за приближенного равенства $\omega \approx s_d k_z$.

Выводы. В результате проведенного исследования влияния точечных дефектов на внутреннее трение, получено следующее:

- установлено существование пиков внутреннего трения резонансного типа в коротковолновой области;
- наличие точечных дефектов приводит к эффективному увеличению напряжения Пайерлса;
- с увеличением расстояния от краевой дислокации до точечных дефектов частоты ω_0 и ω_m уменьшаются, такой же эффект оказывает уменьшение плотности точечных дефектов;

– вклад изгибных колебаний в общее затухание колебаний краевой дислокации очень мал;

– по мере уменьшения взаимодействия точечных дефектов с краевой дислокацией высота пиков внутреннего трения увеличивается;

– когда влияние точечных дефектов становится меньше влияния барьера Пайерлса на изгибные колебания краевой дислокации, то кривые частотной зависимости сближаются;

– при уменьшении длины волны изгибных колебаний краевой дислокации внутреннее трение уменьшается, частоты ω_0 и ω_m увеличиваются, относительный вклад точечных дефектов в эффективную жесткость краевой дислокации уменьшается;

– с уменьшением взаимодействия точечных дефектов с краевой дислокацией скорость изгибных волн вдоль дислокации уменьшается.

Эти результаты могут быть использованы для дальнейшего исследования изгибных колебаний краевой дислокации в реальных кристаллах и развития теории дислокационного внутреннего трения, а также для лучшего понимания процессов в металлах при циклических воздействиях в области низких температур.

Список литературы / References

1. Hirth J., Lothe J. Theory of dislocation. – New York: Wiley, 1982. – 857 p.
2. Nabarro F.R.N. Solution and precipitation hardening // The physics of metals / Edited by P.B. Hirsch. – Cambridge: Cambridge University Press, 1975. – Vol. 2. – P. 152-188.
3. Suzuki T., Takeuchi S., Yoshinaga H. Dislocation dynamics and plasticity. – Berlin: Springer-Verlag, 1991. – 228 p.
4. Peierls R.E. The size of a dislocation // Proceedings of Physical Society. 1940, vol. 52, pp. 34-38.
5. Shin I., Carter E. A. Possible origin of the discrepancy in Peierls stresses of fcc metals: first-principles simulations of dislocation mobility in aluminum // Physical Review B. 2013, vol. 88, 064106.
6. Ninomiya T. Eigenfrequencies in a dislocated crystal // Fundamental aspects of dislocations theory / Edited by J.A. Simmons et al. – New York: National Bureau of Standards, 1970. – Vol. 1. – P. 315-357.
7. Kosevich A.M. The Crystal Lattice: Phonons, Solitons, Dislocations, Superlattices. – Weinheim: Wiley-VCH, 2005. – 345 p.
8. Bataronov I.L., Dezhin V.V. On the natural small vibrations of dislocation in an isotropic medium // Journal of Physics: Conference Series. 2017, vol. 936, p. 012035.
9. Kaganov M.I., Kravchenko Y.V., Natsik V.D. Dislocation dragging by electrons in metals // Soviet Physics Uspehi. 1974, vol. 16, pp. 878-891.
10. Granato A.V., Lucke K. Theory of mechanical damping due to dislocations // Journal of Applied Physics. 1956, vol. 27, pp. 583-593.
11. Blanter M.S., Golovin I.S., Neuhäuser H., Sinning H.-R. Internal Friction in Metallic Materials. – Berlin: Springer-Verlag, 2007. – 539 p.

12. Roshchupkin A.M., Bataronov I.L., Dezhin V.V. Generalized susceptibility of dislocations in a dissipative crystal // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 1995, vol. 59, pp. 1648-1652.
13. Bataronov I.L., Dezhin V.V., Roshchupkin A.M. Response function of a dislocation interacting with point defects // Bulletin of the Russian Academy of Sciences: Physics. 1995, vol. 59, pp. 1690-1694.
14. Dezhin V.V. On damping of an edge dislocation vibrations in a dissipative crystal: limiting cases // Journal of Physics: Conference Series. 2017, vol. 936, 012062.
15. Dezhin V.V. Internal friction caused by electron drag of edge dislocation bending vibrations in the Peierls relief // AIP Conference Proceedings. 2023, vol. 2999, p. 020043.
16. Kittel C. Quantum Theory of Solids. – New York: Wiley, 1987. – 515 p.
17. Landau L.D., Lifshitz E.M. Statistical Physics. Part 1. – Oxford: Pergamon Press, 1980. – 544 p.
18. Handbook of the Physicochemical Properties of the Elements / Edited by G.V. Samsonov. – New York: Plenum Publishing Corporat, 1968. – 941 p.
19. CRC Handbook of chemistry and physics / Edited by W.M. Haynes. – Boca Raton: Taylor & Francis, 2014. – 2663 p.
20. Kanter H. Slow-electron mean free paths in aluminum, silver, and gold // Physical Review B. 1970, vol. 1, pp. 522-536.
21. Gall D. Electron mean free path in elemental metals // Journal of Applied Physics. 2016, vol. 119, p. 085101.

Дежин Виктор Владимирович – кандидат физико-математических наук, доцент	Dezhin Viktor Vladimirovich – candidate of physical and mathematical sciences, associate professor
viktor.dezhin@mail.ru	

Received 20.12.2023