принимает все значения и т. д. Такой генезис спектра соответствует его переходу к случаю полной локализации электрона на одном ионе при $p=0$ и $T=0$. Определяя расстояние между линиями СТС при двух температурах, можно найти ключевые параметры p и Ld_0^2.

Температурные переходы в спектре СТС наблюдались для соединений меди Cu(I)—Cu(II) [10], однако, поскольку измерения проводились в растворе, механизм локализации—делокализации следует отнести к динамическому. Полученные выше результаты могут оказаться полезными при поисках зарядово-упорядоченных состояний, надежно идентифицированных в настоящее время в кристаллах трииодид- и дибромиодид биферроцена [4-6].

Список литературы

[1] Клокишнер С. И., Цукерблат Б. С. // Письма в ЖЭТФ. 1987. Т. 45. № 1. С. 25—28.
[2] Клокишнер С. И., Цукерблат Б. С. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 9. С. 2679—2686.
[3] Klokishner S. I., Tsukerblat B. S. // Chem. Phys. 1988. V. 125. N 1. P. 11—20.
[4] Cohn M. J., Dong T. Y., Hendrickson D. N. e. a. // J. Chem. Soc. Chem. Comm. 1985. N 16. P. 1095—1097.
[5] Dong T. Y., Kambara T., Hendrickson D. N. // J. Amer. Chem. Soc. 1986. V. 108. N 19. P. 5857—5865.
[6] Sorai M., Nishimori A., Hendrickson D. N., Dong T. Y., Cohn M. J. // J. Amer. Chem. Soc. 1987. V. 109. N 14. P. 4266—4275.
[7] Блюменфельд Л. А., Гольданский В. И., Подгорецкий М. И. и др. // ЖСХ. 1967. Т. 8. № 5. С. 854—863.
[8] Цукерблат Б. С., Клокишнер С. И. // ДАН СССР. 1989. Т. 305. № 1. С. 144—149.
[9] Сверхтонкие взаимодействия в твердых телах. М.: Мир, 1970. 368 с.
[10] Hendrickson D. N. e. a. Biological and Inorganic Cooper Chemistry, ISBN 0-940030-11X / Ed. K. D. Karlin, J. Zubieta. Adenine Press, 1985. P. 223—237.

Кишиневский государственный университет им. В. И. Ленина
Кишинев

Поступило в Редакцию
13 марта 1989 г.
В окончательной редакции
29 сентября 1989 г.

УДК 539.5

© Физика твердого тела, том 32, № 2, 1990
Solid State Physics, vol. 32, N 2, 1990

ДИНАМИЧЕСКОЕ ТОРМОЖЕНИЕ ВИНТОВОЙ ДИСЛОКАЦИИ ТОЧЕЧНЫМИ ДЕФЕКТАМИ

В. В. Малашенко

В работах [1-6] исследовалось динамическое торможение краевой дислокации точечными дефектами. Сила торможения, действующая на краевую дислокацию со стороны дефектов, согласно [1-4], обратно пропорциональна скорости движения дислокации. В работах [5, 6] показано, что такая зависимость имеет место только в области независимых соударений дефектов с краевой дислокацией, т. е. тогда, когда время взаимодействия дислокации с дефектом меньше времени распространения возмущения вдоль дислокации на расстояние порядка среднего расстояния между дефектами. В противоположном случае взаимодействие дефектов с дислокацией имеет коллективный характер, т. е. каждый элемент дислокации одновременно испытывает влияние многих дефектов, и торможение становится квазивязким. В настоящей работе исследуется область независимых столкновений винтовой дислокации с точечными дефектами и показано, что сила торможения винтовой дислокации в отличие от краевой линейно зависит от скорости.

Пусть прямолинейная винтовая дислокация движется со скоростью v под действием однородных постоянных внешних напряжений в упругоизотропной среде, содержащей хаотически распределенные дефекты. Описание дислокации проведем в модели струны, способной совершать колебания в плоскости скольжения, в качестве которой мы выберем плоскость XOY. Вектор Бюргерса $\mathbf{b}$ и вектор касательной к линии дислокации параллельны оси OX, скольжение происходит вдоль оси OY. Положение элемента дислокации с координатой x в момент времени t определяется функцией $Y(x, t)$.

Функцию $Y(x, t)$ представим в виде $Y(x, t) = u(t) + w(x, t)$, $\langle Y(x, t)\rangle = u(t) = vt$, $\langle w(x, t)\rangle = 0$, где скобки $\langle\ldots\rangle$, как и в работе [4], означают усреднение по случайному распределению дефектов.

Очевидно, что $u(t)$ описывает движение дислокации как целого, а $w(x, t)$ — ее колебания. Используя формулу Пича—Келера, силу взаимодействия дислокации с дефектами можно представить в виде

$$\mathscr{F}_d(Y, x, t) = \frac{b}{(2\pi)^3}\int d^3q f(\mathbf{q}) \exp\{-iq_y[vt + w(x, t)] - iq_x x\}. \tag{1}$$

Здесь

$$f(\mathbf{q}) = \sum_k \exp\{i\mathbf{q}\mathbf{R}_k\},$$

где R_k — радиус-вектор положения k-го дефекта; суммирование проводится по всем дефектам; $\sigma_{xz}(\mathbf{q})$ — Фурье-образ компоненты тензора напряжений, создаваемых дефектом.

Считая колебания дислокации малыми, разложим $\mathscr{F}_d(Y, x, t)$ по $w(x, t)$ и сохраним первый неисчезающий при усреднении по равновероятному распределению дефектов член. В результате для силы торможения дислокации за счет дефектов получаем

$$F = \left\langle\left\{\frac{\partial\mathscr{F}_d(Y, x, t)}{\partial Y}\right\}_{Y=vt} w(x, t)\right\rangle. \tag{2}$$

Уравнение, описывающее колебания дислокации в системе координат, связанной с дислокацией, имеет вид

$$m\left[\frac{\partial^2 w}{\partial t^2} + 2\gamma\frac{\partial w}{\partial t} - c^2\frac{\partial^2 \omega}{\partial x^2}\right] = \mathscr{F}_d(vt, x, t). \tag{3}$$

Здесь m — масса единицы длины дислокации, c — скорость поперечного звука, $2\gamma = B/m$, B — константа торможения дислокации. Как показано в [4], слагаемое, пропорциональное γ, мало в меру малости параметра $\gamma\lambda v/c^2$, где $\lambda \approx b$, поэтому при вычислениях мы устремим коэффициент γ к нулю.

Подставляя в (2) решение уравнения (3), получим

$$F = \int dt'dx' G(x - x', t - t')\left\langle\left\{\frac{\partial\mathscr{F}_d(Y, x, t)}{\partial Y}\right\}_{Y=vt}\mathscr{F}_d(vt', x', t')\right\rangle, \tag{4}$$

где $G(x, t)$ — функция Грина уравнения (3). Переходя в импульсное пространство, получим следующее выражение для силы торможения дислокации:

$$F = -\frac{1}{v}\left\{\frac{n\pi b^2}{m}\int\frac{d^3q}{(2\pi)^3}|\sigma_{xz}(\mathbf{q})|^2\delta(q_y v - q_x c)\right\}, \tag{5}$$

где n — число дефектов в единице объема. Для дефектов типа центра дилатации [4] Фурье-образ компоненты σ_{xz} имеет вид

$$\sigma_{xz}(\mathbf{q}) = 4\pi\mu a^3\varepsilon q_x q_z/q^2.$$

Здесь μ — модуль сдвига, ε — параметр размерного несоответствия точечного дефекта и атомов матрицы, a — величина порядка атомного радиуса. Пренебрегая при интегрировании в (5) членами порядка v^2/c^2, получаем линейную зависимость F от v

$$F \approx -\frac{\pi}{3}\frac{n_0 a b^2 \mu^2 \varepsilon^2}{mc^3} v = -B_d v. \qquad (6)$$

Здесь n_0 — безразмерная концентрация, $n_0 = na^3$ (см. [4]). Для устранения нефизической расходимости, связанной с неприменимостью континуальной теории на расстояниях порядка атомных размеров, было введено обрезание интегрирования по импульсам величиной порядка $a^{-1} \approx b^{-1}$. Сила торможения краевой дислокации, согласно [4], $F_{\text{кр}} = 2\pi n_0 \mu^2 b^5 \varepsilon^2 / (9m\lambda^2 cv)$. Таким образом, $(F_{\text{вит}}/F_{\text{кр}}) \approx v^2/c^2$, т. е. винтовая дислокация тормозится дефектами слабее, чем краевая.

Оценим величину константы демпфирования. Воспользуемся для оценки данными работы [4]: $\varepsilon \approx 10^{-1}$, $b \approx 3 \cdot 10^{-10}$ м, $\mu \approx 5 \cdot 10^{10}$ кг/м·с^2, $n_0 \approx 10^{-2} \div 10^{-6}$, $c \approx 3 \cdot 10^3$ м/с, $m \approx \rho b^2 \approx \mu c^{-2} b^2$ (ρ — плотность кристалла). Из формулы (6) следует

$$B_d \approx n_0 \varepsilon^2 \mu b/c \approx n_0 (10^{-4} \div 10^{-5}) \text{ кг/м} \cdot \text{с} \approx 10^{-6} \div 10^{-11} \text{ кг/м} \cdot \text{с}.$$

Приведенная оценка показывает, что наличие дефектов может оказывать заметное влияние на движение винтовой дислокации лишь при низких температурах и высоких концентрациях дефектов.

Полученный результат справедлив для области скоростей $c(n_0\varepsilon^2)^{1/3} < v \ll c$. В этой области кинетическая энергия дислокации превосходит энергию ее взаимодействия с дефектами, столкновения с ними имеют независимый характер и выполняется условие

$$\sqrt{\langle \mathscr{F}_d^2 (vt, x, t) \rangle} \gg \left\langle \left\{ \frac{\partial \mathscr{F}_d (Y, x, t)}{\partial Y} \right\}_{Y=vt} w(x, t) \right\rangle,$$

позволившее произвести используемое в работе [4] разложение.

Для объяснения различия в характере торможения винтовой и краевой дислокации вернемся к формуле (5). Фурье-образ компонент тензора напряжений дефекта типа центра дилатации имеет вид $\sigma_{ik} = \text{const}\ q_i q_k / q^2$. Механизм диссипации в данном случае заключается в перекачке энергии поступательного движения дислокации в энергию ее поперечных колебаний. Выражение в фигурных скобках в (5) — это и есть энергия, теряемая на их возбуждение в единицу времени. В случае краевой дислокации она определяется величиной $|\sigma_{yz}(\mathbf{q})|^2$, пропорциональной q_y^2 (заменив в (5) $|\sigma_{xz}|^2$ на $|\sigma_{yz}|^2$, получим $F \sim v^{-1}$), в случае винтовой — величиной $|\sigma_{xz}(\mathbf{q})|^2$, пропорциональной q_x^2, а согласно закону сохранения, $q_x \sim v$. Компонента σ_{yz} определяет силу, действующую на единичную площадку плоскости XOY (плоскость скольжения) вдоль оси OY (перпендикулярно линии дислокации); компонента σ_{xz} определяет силу, действующую вдоль дислокации. Таким образом, механизм возбуждения поперечных колебаний продольным воздействием оказывается неэффективным. Сила торможения смешанной дислокации будет содержать слагаемые, пропорциональные $vb^2 \cos^2 \varphi$ и $v^{-1} b^2 \sin^2 \varphi$, где φ — угол между вектором $\mathbf{b}$ и линией дислокации.

Автор благодарен В. Л. Соболеву и Б. И. Худику за полезное обсуждение работы.

Список литературы

[1] Альшиц В. И., Индебом В. Л. // УФН. 1975. Т. 115. № 1. С. 3—39.
[2] Ookawa A., Jazy K. // J. Phys. Soc. Jap. 1963. V. 18. Suppl. I. P. 36—43.
[3] Schwarz R. B. // Phys. Rev. 1980. V. B21. N 12. P. 5617—5627.
[4] Natsik V. D., Chishko K. A. // Crystal Res. and Technol. 1984. V. 19. N 6. P. 763—768.
[5] Malashenko V. V., Sobolev V. Z., Khudik B. J. // Phys. St. Sol. (b). 1987. V. 143. N 2. P. 425—431.
[6] Малашенко В. В., Соболев В. Л., Худик Б. И. // ФТТ. 1987. Т. 29. № 5. С. 1614—1616.

Донецкий физико-технический институт
АН УССР
Донецк

Поступило в Редакцию
5 июля 1989 г.
В окончательной редакции
2 октября 1989 г.