PACS: 61.72.Ji,61.72.Lk

В.В. Малашенко [1], Т.И. Малашенко [2]

ЗАВИСИМОСТЬ ДИНАМИЧЕСКОГО ТОРМОЖЕНИЯ ДИСЛОКАЦИЙ ОТ ВИДА ДЕФОРМАЦИОННЫХ ПОЛЕЙ

[1] Донецкий физико-технический институт им. À.А. Ãалкина НАН Украины
83114, г. Äонецк, ул. Р. Люксембург, 72

[2] Донецкий государственный технический университет
83000, ã. Донецк, ул. Артема, 58

Статья поступила в редакцию 12 ноября 1999 года

Исследовано влияние вида упругих полей дефектов на характер дислокационного торможения в области коллективного взаимодействия дефектов с дислокацией. Получено условие, при котором торможение дислокации имеет квазивязкий характер.

Согласно экспериментальным данным [1–2] динамическое торможение краевых дислокаций точечными дефектами имеет квазивязкий характер. В работе [3] такая линейная зависимость силы торможения от скорости была теоретически объяснена с учетом коллективного характера взаимодействия дефектов с дислокацией. Однако затем в [4] было показано, что характер динамического торможения дислокации в области коллективного взаимодействия существенно зависит от вида фурье-образа тензора напряжений $\sigma_{ik}(\mathbf{p})$, создаваемых дефектами, точнее – от его поведения в области больших импульсов $p > \kappa = R^{-1}$ (где R – радиус дефекта). В связи с этим возникает вопрос, не является ли результат работы [3] следствием выбора конкретной модели, и каким вообще требованиям должны удовлетворять деформационные поля дефектов, взаимодействие с которыми определяет квазивязкий характер торможения. Для ответа на данный вопрос рассмотрим несколько модельных тензоров напряжений. Как и в работе [3], направим линию краевой дислокации параллельно OZ, а вектор Бюргерса $\mathbf{b}$ и скорость $\mathbf{v}$ – параллельно OX:

$$\sigma_{xy}(r) = \beta\frac{\partial^2}{\partial x\partial y}\frac{1-\exp(-\kappa r)}{r}, \quad \sigma_{xy}(p) = 4\pi\beta\frac{p_x p_y}{p^2}\frac{\kappa^2}{p^2+\kappa^2}, \tag{1}$$

здесь $\beta = \mu\varepsilon R^3$ (где μ – модуль сдвига, ε – параметр несоответствия);

$$\sigma_{xy}(r) = \frac{\beta}{R}\frac{\partial^2 \exp(-\kappa r)}{\partial x\partial y}, \quad \sigma_{xy}(p) = \frac{8\pi\beta\kappa}{R}\frac{p_x p_y}{(p^2+\kappa^2)^2}; \tag{2}$$

$$\sigma_{xy}(r) = \frac{\beta}{R^2}\frac{\partial^2 (r\exp(-\kappa r))}{\partial x\partial y}, \quad \sigma_{xy}(p) = \frac{8\pi\beta}{R^2}\frac{(3\kappa^2-p^2)p_x p_y}{(p^2+\kappa^2)^3}. \tag{3}$$

Во всех трех случаях сила торможения оказывается линейной функцией скорости

$F = -Bv$, где $B \approx \dfrac{n_0 b^2 \mu^2 \varepsilon^2}{mcR\Delta^2}$. Здесь n – безразмерная концентрация дефектов; Δ – щель в спектре дислокационных колебаний, возникающая в результате коллективного взаимодействия дефектов с дислокацией, $\Delta \sim cR^{-1}(n_0\varepsilon^2)^{1/3} \sim cL^{-1}$ (где c – скорость поперечных звуковых волн, L – среднее расстояние между дефектами).

Поле напряжений (1) имеет дальнодействующий характер, поля (2), (3) – короткодействующий, однако сила торможения оказывается одинаковой. Что же их объединяет? Во всех трех случаях фурье-образы $\sigma_{xy}(\mathbf{p})$ в области больших импульсов ведут себя одинаково: $\sigma_{xy}(p) \sim p^{-2}$. Воспользовавшись результатами работы [4], запишем силу торможения в виде

$$F = \frac{nb^2}{4\pi^2 mcv} \int_{-\infty}^{\infty} \mathrm{d}p_y \int_{\Delta/v}^{\infty} \mathrm{d}p_x \frac{p_x \left|\sigma_{xy}(p_x, p_y, 0)\right|^2}{\sqrt{p_x^2 - \Delta^2/v^2}}.$$

Проанализируем этот интеграл. Поскольку в области коллективного взаимодействия $\kappa < (\Delta/v)$, а в подынтегральном выражении $p > (\Delta/v)$, основной вклад в интеграл вносят большие значения импульсов $p > \kappa$. Вводя безразмерные переменные $x = p_x v/\Delta$, $y = p_y v/\Delta$ и заменяя $\sigma_{xy}(\mathbf{p})$ его асимптотическим значением при $p > \kappa$, убеждаемся в том, что действительно тензоры напряжений, фурье-образы которых пропорциональны p в области больших импульсов, приводят к возникновению квазивязкого торможения дислокации. В координатном же пространстве эти тензоры напряжений имеют одинаковые ближние асимптотики, а именно $\sigma_{ik}(r) \sim r^{-1}$ при $r < R = \kappa^{-1}$. В соответствии с законом Гука тензор напряжений σ_{ik} линейно связан с тензором деформаций u_{ik}, следовательно, $u_{ik} \sim r^{-1}$ на малых расстояниях. Ïîñêîëüêó $u_{ik} \sim (\mathrm{d}u_i/\mathrm{d}x_k)$, получаем, что вектор деформации $\mathbf{u}$ в области ядра дефекта не должен зависеть от r, а может определяться только направлением, т.е. компоненты u_i пропорциональны $(x_i/r) \sim \cos\varphi$.

Итак, сформулируем выводы. Если в области независимых соударений лобовые столкновения (т.е. столкновения в плоскости скольжения) были несущественны и могли вообще не учитываться, то в области коллективного взаимодействия, приводящего к возникновению щели в спектре колебаний дислокации, эти столкновения играют главную роль. Сила торможения в этом случае не зависит от взаимодействия на больших расстояниях и определяется только характером деформаций в области ядра дефекта. Если деформации в этой области зависят не от r, а только от направления, сила торможения имеет квазивязкий характер.

1. *С.В. Лубенец, В.И. Старцев*, ФТТ **10**, 22 (1968).
2. *T. Kaneda*, J. Phys. Soc. Jap. **28**, 1205 (1970).
3. *В.В. Малашенко, В.Л. Соболев, Б.И. Худик*, ФТТ **29**, 1614 (1987).
4. *V.V. Malashenko, V.L. Sobolev, B.I. Khudik*, Phys. Stat. Sol. (b) **143**, 425 (1987).

V.V. Malashenko, T.I. Malashenko

DEPENDENCE OF DYNAMIC DECELERATION OF DISLOCATIONS
ON DEFORMATION FIELDS OF DEFECTS

Influence of elastic fields of defects on character of dislocation deceleration in the case of collective interaction between defects and dislocation is studied. A condition for the quasi-viscous deceleration is obtained.