УДК 539.5

ВЛИЯНИЕ НАМАГНИЧЕННОСТИ, ВЫСОКОГО ГИДРОСТАТИЧЕСКОГО ДАВЛЕНИЯ И ПРИМЕСЕЙ НА ВИД СПЕКТРА ДИСЛОКАЦИОННЫХ КОЛЕБАНИЙ

Малашенко В. В., Малашенко Т. И.

Донецкий национальный технический университет, Донецк, Украина
Донецкий физико-технический институт им. А.А.Галкина НАН Украины, Донецк, Украина,
malashenko@kinetic.ac.donetsk.ua

Знание спектра колебаний дислокации необходимо при анализе высокоскоростной деформации, ударных нагрузок, а также при использовании метода внутреннего трения. Взаимодействие движущейся дислокации с другими дислокациями, с примесями, с магнитной подсистемой кристалла может привести к возникновению активации в спектре дислокационных колебаний, а приложение высокого гидростатического давления может существенно изменить величину этой активации. Динамическое взаимодействие дефектов с дислокацией в зависимости от концентрации дефектов (т.е. от среднего расстояния между дефектами l) и скорости дислокационного скольжения v может иметь как коллективный характер, так и характер независимых столкновений [1,2]. Обозначим время взаимодействия дислокации с атомом примеси $\tau_{\text{def}} \approx R/v$, где R – радиус дефекта; время распространения возмущения вдоль дислокации на расстояние порядка среднего расстояния между дефектами обозначим $\tau_{\text{dis}} \approx l/c$, где c – скорость распространения в кристалле поперечных звуковых волн. В области независимых столкновений ($v > v_0 = R\Delta_d$) выполняется неравенство $\tau_{\text{def}} < \tau_{\text{dis}}$, т.е. элемент дислокации за время взаимодействия с точечным дефектом не испытывает на себе влияния других дефектов. В области коллективного взаимодействия ($v < v_0$), наоборот, $\tau_{\text{def}} > \tau_{\text{dis}}$, т.е. за время взаимодействия дислокации с точечным дефектом данный дислокационный элемент успевает “почувствовать” влияние других дефектов, вызвавших возмущение дислокационной формы.

Пусть краевая дислокация движется под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в кристалле, содержащем хаотически распределенные точечные дефекты. Направим ось OZ параллельно линии дислокации, а ее вектор Бюргерса параллельно оси OX, в положительном направлении которой происходит скольжение дислокации с постоянной скоростью v. Элементы дислокации могут совершать малые колебания в плоскости скольжения XOZ. Положение дислокации определяется функцией $X(z, t) = vt + w(z, t)$, где $w(z,t)$ – случайная величина, среднее значение которой по ансамблю дефектов и расположению элементов дислокации равно нулю.

Уравнение движения дислокации имеет следующий вид

$$m\frac{\partial X^2(z,t)}{\partial t^2}+\beta\frac{\partial X(z,t)}{\partial t}-T\frac{\partial^2 X(z,t)}{\partial z^2}=b\left[\sigma_0+\sigma_{xy}(vt+w;z)\right].$$

Здесь T – коэффициент линейного натяжения дислокации, порядок величины коэффициента β определяется выражением $\beta = B_0/m$, где B_0 – коэффициент динамического торможения дислокации, m – масса единицы длины дислокации. В данном уравнении движения мы пренебрегли влиянием рельефа Пайерлса на движение дислокаций, что справедливо, в частности, для металлов и щелочно-галоидных кристаллов. Входящая в правую часть уравнения движения величина σ_{xy} является компонентой тензора напряжений, создаваемых точечными дефектами на линии дислокации. Коллективное взаимодействие дефектов с дислокацией приводит к тому, что спектр дислокационных колебаний становится нелинейным: в нем возникает активация

$$\omega(p_z) = \sqrt{\Delta^2 + c^2 p_z^2}$$

Выражение для активации Δ_{def} мы можем получить, решая следующее уравнение

$$\Delta_{def}^2 = \frac{nb^2}{8\pi^3 m^2} \int d^3 p \frac{p_x^2 \left|\sigma_{xy}(p)\right|^2}{\Delta_{def}^2 + c^2 p_z^2 - p_x^2 v^2},$$

Решение этого уравнения существует лишь в области коллективного взаимодействия и описывается следующим выражением

$$\Delta_{def} = \frac{R}{b} n^{\frac{1}{3}} \varepsilon^{\frac{2}{3}} \sqrt{\frac{\mu}{\rho}},$$

где n -объемная концентрация точечных дефектов, R – радиус дефекта, ε - параметр несоответствия дефекта, μ – модуль сдвига, b – модуль вектора Бюргерса дислокации, ρ – плотность кристалла. Именно появление активации в спектре дислокационных колебаний позволяет объяснить экспериментально наблюдаемый квазивязкий характер торможения движущейся дислокации точечными дефектами.

Большой интерес представляет движение краевой дислокации параллельно поверхности кристалла, содержащей хаотически распределенные примеси, в связи с тем, что, во-первых, все реальные кристаллы имеют поверхность, во-вторых, современные технологии позволяют наносить примеси на поверхность контролируемым образом, в-третьих, роль поверхности очень важна при исследовании наноматериалов. Активация, возникающая в спектре дислокации в этом случае, описывается следующим выражением

$$\Delta_S = \frac{c}{y} n_{0S}^{1/2} \left(\frac{R_d}{y} \varepsilon_S\right)^{\frac{2}{3}}.$$

Здесь y – расстояние от поверхности кристалла до плоскости скольжения дислокации, R_d – радиус примеси, ε_S – параметр ее несоответствия, n_{0S} – безразмерная концентрация примеси, $n_{0S} = n_S R_d^2$.

Как известно, краевые дислокации, расположенные в параллельных плоскостях скольжения, способны образовывать устойчивые конфигурации, выстраиваясь одна над другой [3]. Этот процесс составляет основу полигонизации, в результате которой в кристаллах возникают дислокационные стенки. Они являются границами зерен в поликристаллах и могут под действием внешних напряжений перемещаться по кристаллу. Рассмотрим скольжение двух краевых дислокаций, движущихся в параллельных плоскостях скольжения. Их взаимодействие также приводит к возникновению активации

$$\Delta_0 = \frac{1}{a} \sqrt{\frac{2\mu}{\rho \ln(L/b)}},$$

где a – расстояние между плоскостями скольжения дислокаций, L – величина порядка размера кристалла. В работе [4] было показано, что в условиях гидростатического сжатия сила притяжения дислокаций друг к другу увеличивается: появляется дополнительная сила, пропорциональная величине гидростатического давления и обратно пропорциональная расстоянию между дислокациями.

$$F_{\text{dis}} = b^2 \frac{x(x^2 - y^2)}{2\pi(1-\gamma)r^4} pN_p ,$$

где

$$\psi = 2K_1 - \frac{K_2\lambda}{\mu}, \qquad K_1 = -\frac{\frac{1}{2}\lambda - \mu + 3l - m + \frac{1}{2}n + p}{3\lambda + 2\mu + p},$$

$$K_2 = -\frac{3\lambda + 6\mu + 3m - \frac{1}{2}n - 2p}{3\lambda + 2\mu + p}, \qquad N_p = K_2 + \psi\frac{(1-2\gamma)^2}{2(1-\gamma)} \geq 0.$$

Здесь λ, μ – коэффициенты Ламе, l, m, n – коэффициенты Мурнагана, γ – коэффициент Пуассона. В работе [4] было показано, что в обычно используемом в настоящее время диапазоне гидростатических давлений зависимостью K_1, K_2 и вектора Бюргерса от p можно пренебречь. Возрастание силы взаимодействия дислокаций приводит к тому, что величина активации линейно возрастает с увеличением давления p

$$\Delta(p) = \Delta_0(1 + \alpha p); \qquad \alpha = \frac{N_p}{M}; \qquad M = \frac{\mu}{2\pi(1-\gamma)}$$

Возрастание активации при гидростатическом сжатии может составлять десятки процентов.

Магнитоупругое взаимодействие дислокации с магнитной подсистемой ферромагнетика при определенных условиях также порождает активацию в спектре дислокационных колебаний, причем ее величина в этом случае возрастает с ростом намагниченности и константы магнитоупругого взаимодействия. В случае ферромагнетика с анизотропией типа легкая ось активация спектра выражается через параметры кристалла следующим образом:

$$\Delta_M^2 = \frac{B_M^2 b^2 \omega_M}{16\pi m c_s^2} \ln\frac{\theta_c}{\varepsilon_0};$$

где B_M – константа магнитоупругого взаимодействия; b – вектор Бюргерса; m – масса единицы длины дислокации; $\omega_M = gM_0$; g – гиромагнитное отношение; M_0 – намагниченность; θ_C – температура Кюри. Параметры ε_0 и c_S определяют спектр магнонов в ферромагнетике с анизотропией типа легкая ось, когда магнитное поле направлено вдоль оси анизотропии: $\varepsilon(k) = \varepsilon_0 + c_S^2 k^2$ (k – волновой вектор).

Список литературы

1. V.V. Malashenko, V.L . Sobolev , B.I. Khudik. Phys. Stat. Sol.(b). **143**, 2, 425(1987).
2. В.В. Малашенко. ФТТ **49.** №1, 78 (2007).
3. Д. Хирт , И. Лоте. Теория дислокаций. М.: Наука, 1972.- 599 с.
4. В.В. Токий , В.И. Зайцев. ФТТ **15.** № 8. 2460 (1973).