Физика и техника высоких давлений 2002, том 12, № 2

PACS: 61.72.Ji, 61.72.Lk

В.В. Малашенко[1], Т.И. Малашенко[2]

ВЛИЯНИЕ ДИСЛОКАЦИОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ НА СПЕКТР ДВИЖУЩИХСЯ КРАЕВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ

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

[2]Донецкий национальный технический университет
83000, г. Донецк, ул. Артема, 58

Статья поступила в редакцию 18 апреля 2002 года

Исследовано влияние дислокационного взаимодействия на спектр дислокационных колебаний. Показано, что такое взаимодействие приводит к возникновению активации в дислокационном спектре, что, в свою очередь, может повлиять на характер дислокационного движения.

Изучению проблем динамического движения дислокаций в поле хаотически распределенных дефектов посвящено огромное количество работ (см., напр., обзор [1]). В работах [2–4] было показано, что при объяснении экспериментально наблюдаемого квазивязкого характера динамического торможения дислокации точечными дефектами важную роль играет вид спектра дислокационных колебаний. В частности, возникновение активации в дислокационном спектре при определенных условиях может оказывать существенное влияние на движение дислокации в поле точечных дефектов, изменяя вид зависимости силы динамического торможения от скорости скольжения дислокации, концентрации и параметра несоответствия дефектов. Вид спектра особенно важен при исследовании коллективного взаимодействия дефектов с дислокацией, т.е. тогда, когда каждый элемент дислокации одновременно испытывает влияние многих дефектов. Такой режим реализуется при скоростях движения $\upsilon < cR/l$, где c – скорость распространения поперечных звуковых волн в кристалле, R – радиус дефекта, l – среднее расстояние между точечными дефектами.

В настоящей работе исследовано движение пары краевых дислокаций, движущихся в параллельных плоскостях скольжения, и получен спектр дислокационных колебаний с учетом дислокационного взаимодействия.

Рассмотрим две бесконечные краевые дислокации, движущиеся под действием постоянного внешнего напряжения σ_0 в поле точечных дефектов, случайным образом распределенных в объеме кристалла. Линии дислокаций параллельны оси OZ, их векторы Бюргерса параллельны оси OX, в положительном направлении которой происходит скольжение дислокаций. Последние движутся с постоянной скоростью υ, оставаясь при этом в одной плоскости, перпендикулярной плоскостям скольжения. Как известно, такая конфигурация краевых дислокаций является равновесной и устойчивой (см., напр., [5,6], что делает возможным возникновение в кристалле дислокационных стенок. Расстояние между плоскостями скольжения обозначим a. Дислокации могут совершать малые колебания в своих плоскостях скольжения, т.е. в плоскости XOZ и параллельной ей плоскости. Запишем уравнение движения дислокации в плоскости XOZ.

Положение дислокации определяется функцией $X(z, t) = \upsilon t + w(z, t)$, где $w(z, t)$ – случайная величина, среднее значение которой по ансамблю дефектов и расположению элементов дислокации равно нулю.

Движение дислокации описывается уравнением

$$m\left[\frac{\partial^2 X(z,t)}{\partial t^2}+\delta\frac{\partial^2 X(z,t)}{\partial t^2}-c^2\frac{\partial^2 X(z,t)}{\partial z^2}\right]=b\left[\sigma_0+F_{\text{dis}}+\sigma_{xy}^{(d)}(\upsilon\, t+w;z)\right].$$

Здесь $\sigma_{xy}^{(d)}$ – компонента тензора напряжений, создаваемых дефектами на линии дислокации, $\sigma_{xy}^{(d)}=\sum_{i=1}^{N}\sigma_{xy,i}^{(d)}$; m – масса единицы длины дислокации; N – число дефектов в кристалле; F_{dis} – сила взаимодействия дислокаций,

$$F_{\text{dis}}=b^2M\frac{\cos\theta\cos2\theta}{r}=b^2M\frac{x(x^2-y^2)}{r^4}\approx-\frac{b^2Mw}{a^2},$$

где $M=\dfrac{\mu}{2\pi(1-\nu)}$ (μ – модуль сдвига, ν – коэффициент Пуассона).

Для получения спектра дислокационных колебаний нам необходимо перейти в систему координат, связанную с «центром масс» дислокации. Выполняя этот переход и производя преобразование Фурье, получим выражение для дислокационного спектра в следующем виде:

$$\varepsilon(q_z)=\omega^2-c^2q_z^2-\Delta^2 .$$

Здесь введено обозначение

$$\Delta=\frac{b}{a}\sqrt{\frac{M}{m}}=\frac{c}{a}\sqrt{\frac{2}{\ln R/r_0}}\approx\frac{c}{a},$$

где R – величина порядка размеров кристалла, r_0 – длина дислокации.

Таким образом, взаимодействие движущихся дислокаций приводит к возникновению активации в спектре дислокационных колебаний. Выполним численную оценку ее величины. Так, для значения $c = 3\cdot10^3$ m/s и $a = 10b$ получим $\Delta = 10^{12}$ s^{-1}. Приведем для сравнения выражение для активации, обусловленной коллективным взаимодействием дислокации с точечными дефектами:

$$\Delta_{\text{def}} = \frac{c}{b}\left(n_0\chi^2\right)^{1/3}.$$

Здесь n_0 – безразмерная концентрация точечных дефектов, χ – параметр несоответствия дефекта. Оценим отношение численных значений полученных величин:

$$\frac{\Delta_{\text{def}}}{\Delta} = \left(n_0\chi^2\right)^{1/3}\left(\frac{a}{b}\right).$$

Из данного выражения следует, что для значений $a = 10b$ и $\chi = 10^{-1}$ активация Δ_{def} может по порядку величины приблизиться к Δ лишь в случае предельно высоких концентраций $n_0 = 10^{-2}$–10^{-3}.

Отметим, что, в отличие от Δ_{def}, возникающей лишь в области скоростей, при которых взаимодействие дефектов с дислокацией имеет коллективный характер, активация, полученная нами в данной работе, существует при любых скоростях скольжения.

1. *В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом*, УФН **115**, 3 (1975).
2. *В.В. Малашенко, В.Л. Соболев, Б.И. Худик*, ФТТ **29**, 1614 (1987).
3. *V.V. Malashenko, V.L. Sobolev, B.I. Khudik*, Phys. Status Solidi **B143**, 425 (1987).
4. *В.В. Малашенко*, ФТТ **39**, 428 (1997).
5. *Дж. Хирт, И. Лоте*, Теория дислокаций, Атомиздат, Москва (1972).
6. *А.М. Косевич*, Дислокации в теории упругости, Наукова думка, Киев (1978).

V.V. Malashenko, T.I. Malashenko

INFLUENCE OF DISLOCATION INTERACTION ON SPECTRUM
OF MOVING EDGE DISLOCATIONS

Influence of the dislocation interaction on spectrum of the dislocation oscillations has been investigated. It is shown that such interaction results in the initiation of activation in the dislocation spectrum that, in turn, may influence the character of the dislocation motion.