Физика и техника высоких давлений 2002, том 12, № 3

PACS: 61.72.Ji, 61.72.Lk

В.В. Малашенко

ВЛИЯНИЕ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ ПОВЕРХНОСТИ НА НЕСТАЦИОНАРНОЕ ДВИЖЕНИЕ ДИСЛОКАЦИЙ

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

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

Статья поступила в редакцию 25 июня 2002 года

Исследован выход краевой и винтовой дислокаций на стационарный режим движения в поле поверхностных точечных дефектов. Получено выражение для стационарной скорости дислокаций, перемещающихся параллельно поверхности кристалла.

Возможность стационарного движения дислокаций была доказана в целом ряде работ (обзоры [1–3]). Известно, что в области температур, при которых доминирующими являются фононные механизмы торможения, и скорость установившегося скольжения дислокаций, и характерное время выхода дислокации на стационарный режим определяются константой фононной вязкости. Теоретическому анализу переходных процессов в поле хаотически распределенных точечных дефектов посвящены работы [4,5], однако этот раздел динамики дислокаций содержит еще немало неясных вопросов, требующих дополнительных как теоретических, так и экспериментальных исследований. В [4] рассматривалось нестационарное движение краевой дислокации в поле хаотически распределенных точечных дефектов. Было показано, что характерное время переходного процесса в данном случае определяется взаимодействием не с фононной подсистемой, а именно с точечными дефектами, однако в отсутствие фононных механизмов диссипации движение краевой дислокации является абсолютно неустойчивым. В [5] исследовано нестационарное движение винтовой дислокации в поле точечных дефектов и показано, что оно существенно отличается от движения краевой. Однако обе эти работы посвящены изучению движения дислокаций в поле дефектов, случайным образом распределенных по объему кристалла. В настоящей работе исследуется влияние на переходные дислокационные процессы дефектов, распределенных по поверхности.

Пусть поверхность кристалла совпадает с плоскостью *XOY*. Рассмотрим винтовую дислокацию, которая движется параллельно этой плоскости на расстоянии z от поверхности кристалла вдоль оси *OX*. Линия дислокации и вектор Бюргерса направлены вдоль оси *OY*, положение дислокации определяется функцией $X(y,t)$. В начальный момент времени дислокация неподвижна и прямолинейна: $X(y,0) = 0$; $\dot{X}(y,0) = 0$ (точка означает дифференцирование по времени). При $t = 0$ дислокация начинает скользить под действием постоянного внешнего напряжения σ_0. Как и в предыдущих работах [4,5], функцию $X(y,t)$ представим в виде

$$X(y,t) = u(t) + \mathrm{w}(y,t); \qquad \langle X(y,t)\rangle = u(t); \qquad \dot{u}(t) = v(t).$$

Здесь $\langle ...\rangle$ означает усреднение по хаотическому распределению дефектов; функция $u(t)$ описывает перемещение дислокации как целого; $v(t)$ – скорость дислокации. Движение дислокации определяется уравнением

$$m\left[\frac{\partial^2 X(y,t)}{\partial t^2} - c_t^2\frac{\partial^2 X(y,t)}{\partial y^2}\right] = \left[b\sigma_0 - b\sigma_{yz}\left(X(y,t),z\right)\right]\theta(t),$$

где m – масса единицы длины дислокации, $\theta(t)$ – функция Хевисайда, c_t – скорость поперечных звуковых волн. Выражение для компонент тензора напряжений, создаваемых поверхностными точечными дефектами, было получено в работе [6]:

$$\sigma_{yz}(\bar{r}) = -\frac{\mu a^3\varepsilon_s}{2}\frac{\partial^2}{\partial y\partial z}\frac{z^2}{r^3}.$$

Его фурье-образ имеет вид

$$\sigma_{yz}(q_x,q_y,z) = q_x f(q,z),$$

где

$$f(q,z) = \frac{2i\mu a^3\varepsilon_s\,\mathrm{e}^{-qz}(1-qz)}{\pi}$$

($q = \sqrt{q_x^2 + q_y^2}$, μ – модуль сдвига, ε_s – параметр несоответствия дефекта, a – величина порядка радиуса дефекта).

Поставленная задача решалась методом функции Грина, которая в рассматриваемом случае определяется выражением

$$G(y,t) = \frac{\theta(t)}{2mc_t}\left[\theta(y + c_t t) - \theta(y - c_t t)\right].$$

Выполняя усреднение по хаотическому распределению дефектов, получим следующее уравнение движения винтовой дислокации

$$m\dot{v}(t) = b\sigma_0 - \frac{n_s b^2 v}{2\pi m c_t^3}\int_0^\infty \mathrm{d}q_x q_x^2\left|f(q_x;q_y = 0;z)\right|^2\left(1-\cos(q_x vt)\right).$$

Здесь n_s – концентрация дефектов на поверхности кристалла. Существование стационарного решения, как известно, определяется из условия $v(t) = v_0$ при стремлении t к бесконечности. Производя необходимые вычисления, получим выражение для силы торможения винтовой дислокации, движущейся параллельно поверхности кристалла

$$F_{\mathrm{skr}} = -\frac{n_s b^2 \mu^2 \varepsilon_s^2 a^6 v}{m c_t^3 z^3}.$$

Поскольку сила дислокационного торможения пропорциональна скорости, стационарное движение дислокации будет устойчивым. Из условия равенства нулю суммарной силы, действующей на дислокацию при равномерном скольжении, найдем скорость стационарного движения винтовой дислокации

$$v_0^{\mathrm{skr}} = \frac{\sigma_0 m c_t^3 z^3}{n_s b \mu^2 \varepsilon_s^2 a^6}.$$

После интегрирования по импульсам и выполнения необходимых преобразований выражение, описывающее выход винтовой дислокации на стационарный режим, примет следующий вид

$$v(t) = v_0 - \frac{n_s^3}{\pi^3 p^3 z^5 t^4},$$

где

$$p = \frac{m c^3 \sigma_0}{b \mu^2 \varepsilon_s^2 a^6}.$$

Рассмотрим теперь движение краевой дислокации с вектором Бюргерса, параллельным оси *OX*. Выполняя вычисления и устремляя *t* к бесконечности, получим выражение для силы торможения краевой дислокации поверхностными точечными дефектами

$$F_{\mathrm{ed}} = -\frac{n_s b^2 \mu^2 \varepsilon_s^2 a^6}{m c_t v z^3}.$$

Отсюда

$$\frac{F_{\mathrm{skr}}}{F_{\mathrm{ed}}} = \frac{v^2}{c_t^2}.$$

Из полученного выражения следует, что в случае краевой дислокации поверхностные дефекты, как и дефекты, распределенные по объему кристалла, не могут обеспечить стационарное движение дислокации, поскольку обусловленная ими сила торможения обратно пропорциональна скорости скольжения дислокации, и такое движение будет неустойчивым по отношению к малым вариациям дислокационной скорости. Следовательно, при анализе данного случая необходим учет фононных механизмов диссипации, квазивязкий характер которых делает возможным существование устойчивого стационарного решения. Выход краевой дислокации на стационарный режим скольжения в исследуемом нами случае описывается следующим выражением

$$v(t) = v_0 - \frac{K n_s z}{t^4},$$

где

$$K = \frac{4\mu^2 a^6 \varepsilon_s^2}{\pi^3 m c_t} \frac{B^4}{b^3 \sigma_0^5}$$

(B – константа фононной вязкости).

Как видно из полученных выражений, нестационарное движение краевых и винтовых дислокаций имеет в исследуемом случае как общие, так и существенно различные черты. Выход обоих типов дислокаций на стационарный режим движения описывается степенным законом, однако зависимость силы торможения от концентрации дефектов и расстояния до поверхности оказывается существенно различной. Кроме того, в случае движения винтовой дислокации в поле поверхностных дефектов стационарный режим возможен даже при отсутствии других механизмов диссипации энергии, а в случае краевой дислокации поверхностные дефекты не могут обеспечить устойчивое стационарное движение.

1. *В.И. Альшиц, В.Л. Инденбом*, УФН **115**, 1 (1975).
2. *М.И. Каганов, В.Я. Кравченко, В.Д. Нацик*, УФН **111**, 655 (1973).
3. *А.М. Косевич*, УФН **84**, 579 (1964).
4. *В.В. Малашенко, В.Л. Соболев, Б.И. Худик*, ФММ **61**, 218 (1986).
5. *В.В. Малашенко, Т.И. Малашенко*, ФТВД **11**, № 2, 121 (2001).
6. *V.V. Malashenko, V.L. Sobolev, B.I. Khudik*, Phys. Status Solidi **B144**, 463 (1987).

V.V. Malashenko

INFLUENCE OF SURFACE POINT DEFECTS
ON NONSTATIONARY DISLOCATION MOTION

Edge and screw dislocations achieving a stationary motion in the field of surface point defects have been investigated. An expression has been derived for the stationary velocity of dislocations moving in parallel with crystal surface.