PACS: 61.72.Ji, 61.72.Lk

В.В. Малашенко, Т.И. Малашенко

ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ ПРИ ДВИЖЕНИИ ВИНТОВЫХ ДИСЛОКАЦИЙ В ПОЛЕ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ

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

Статья поступила в редакцию апреля 2001 года

Исследован выход винтовой дислокации на стационарный режим движения. Получено выражение для скорости стационарного движения дислокации, изучена зависимость характера переходного процесса от типа точечных дефектов.

Исследование выхода дислокаций на стационарный режим движения является важным и пока еще недостаточно изученным аспектом их динамики, поскольку реально наблюдаемое дислокационное движение довольно часто имеет переходный характер. Особенно важен учет переходных процессов при движении дислокаций в поле переменных внешних нагрузок. Многочисленные эксперименты (см., напр. обзоры [1–3]) доказывают возможность стационарного движения дислокаций в динамической области. Согласно современным представлениям такое движение при комнатных температурах обеспечивается в основном фононными механизмами диссипации энергии. Однако с понижением температуры фононный вклад в константу демпфирования уменьшается, и при достаточно низких температурах динамическое торможение дислокации точечными дефектами может стать определяющим, поскольку эффективность этого механизма диссипации практически не зависит от температуры. Возникает вопрос: возможно ли в этом случае стационарное движение дислокации?

Известно, что в области температур, при которых доминирующими являются фононные механизмы торможения, и скорость установившегося движения дислокаций, и характерное время выхода дислокации на стационарный режим движения определяются константой фононной вязкости. В работе [4] исследовалось нестационарное движение краевой дислокации в поле хаотически распределенных точечных дефектов. Было показано, что характерное время переходного процесса в случае краевой дислокации определяется взаимодействием не с фононной подсистемой, а с именно с точечными дефектами. Кроме того, в отсутствие фононных механизмов диссипации движение краевой дислокации является абсолютно неустойчивым.

В настоящей работе исследовано нестационарное движение винтовой дислокации в поле точечных дефектов и показано, что оно существенно отличается от движения краевой. Мы попытались ответить на следующие вопросы : при каких условиях возможно стационарное движение винтовой дислокации в поле точечных дефектов, чем определяются ее стационарная скорость и характерное время переходного процесса, как зависят переходные процессы от типа точечных дефектов?

Пусть прямолинейная винтовая дислокация движется в плоскости *XOY* 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. Функцию $X(y,t)$ представим в виде

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

Здесь < …> означает усреднение по хаотическому распределению дефектов, функция u(t) описывает движение дислокации как целого, v(t) – скорость движения дислокации.

Движение дислокации описывается уравнением

$$m\left[\frac{\partial^2 u(t)}{\partial t^2}+\frac{\partial^2 w(y,t)}{\partial t^2}-c_t^2\frac{\partial^2 w(y,t)}{\partial y^2}\right]=\left[b\sigma_0-F_d\{u(t)+w(y,t),y,0\}\right]\theta(t)$$

Где m – масса единицы длины дислокации, $\theta(t)$ – функция Хевисайда, F_d – сила торможения, действующая на дислокацию со стороны точечных дефектов, c_t – скорость поперечных звуковых волн.

В принятых нами обозначениях после усреднения по хаотическому распределению дефектов уравнение движения винтовой дислокации примет вид

$$m\dot{v}(t)=b\sigma_0-\frac{nb^2}{mc_t}\int\frac{d^3q}{(2\pi)^3}\left|\sigma_{yz}(\bar{q})\right|^2\frac{q_x}{q_y}\frac{\sin\left[\left(q_xv-q_yc_t\right)t\right]}{q_xv-q_yc_t} \tag{2}$$

Здесь $\sigma_{yz}(\bar{q})$ – фурье-образ тензора напряжений, создаваемых точечным дефектом, n – концентрация дефектов. Существование стационарного решения определялось из условия $v(t) = v_0$ при стремлении t к бесконечности. Выполняя этот предельный переход и производя интегрирование по импульсам, получим выражение для скорости стационарного движения винтовой дислокации

$$v_0^{scr}=\frac{\sigma_0 mc_t^3}{n_0b^2\mu^2\varepsilon^2} \tag{3}$$

где μ – модуль сдвига, ε – параметр несоответствия дефекта.

Пользуясь методами теории вычетов, можно показать, что характер переходного процесса определяется поведением фурье-образа тензора напряжений в области малых импульсов, т.е. на больших расстояниях. Сделанный нами вывод продемонстрируем на примере некоторых модельных выражений (см., напр., [5]).

1. Дефекты, создающие напряжения типа экранированного кулоновского поля:

$$\sigma_{yz}(\bar{r})=D\frac{\partial^2}{\partial z\partial y}\frac{e^{-\kappa r}}{r} \qquad \sigma_{yz}(\bar{q})=4\pi D\frac{q_yq_z}{q^2+\kappa^2} \tag{4}$$

Выход дислокации на стационарный режим происходит экспоненциально:

$$v = v_0(1 - e^{-\gamma t}) - \eta \frac{e^{-\kappa v_0 t}}{\sqrt{\kappa v_0 t}} \qquad (5)$$

Здесь γ = B/m , где B – константа демпфирования, обусловленная торможением дислокации точечными дефектами (см. [6]), $B = n_0 \varepsilon^2 \mu b c_t^{-1}$.

2. Дефекты типа центра дилатации

$$\sigma_{yz}(\bar{r}) = \mu R^3 \varepsilon \frac{\partial^2}{\partial y \partial z}\frac{1}{r} \qquad \sigma_{yz}(\bar{q}) = \frac{4\pi\mu a^3 \varepsilon q_y q_z}{q^2} \qquad (6)$$

Переходный процесс в этом случае описывается степенным законом

$$v = v_0(1 - e^{-\gamma t}) - \frac{1}{t^2}\frac{\beta R^6 \mu^2 \varepsilon^2}{\gamma v_0 c_t^2} \qquad (7)$$

3. Дельтообразные точечные дефекты

$$\sigma_{yz}(\bar{r}) = K \frac{\partial^2}{\partial y \partial z}\delta(\bar{r}) \qquad \sigma_{yz}(\bar{q}) = K q_y q_z \qquad (8)$$

Переходный процесс при этом имеет характер затухающих осцилляций, причем затухание происходит по степенному, а не по экспоненциальному закону:

$$v = v_0(1 - e^{-\gamma t}) - \varphi \frac{\sin\left(\frac{v_0 t}{b}\right)}{t} \qquad (9)$$

Полученные результаты справедливы при выполнении условия $\left(\frac{\sigma_0}{\mu}\right) >> n_0 \varepsilon$.

Таким образом, для винтовой дислокации, как и для краевой, выход на стационарный режим движения при наличии постоянных внешних сдвиговых напряжений и взаимодействия со случайно расположенными дефектами зависит от вида тензора напряжений, создаваемых дефектами, а характерное время переходного процесса определяется взаимодействием не с фононной подсистемой, а с точечными дефектами. Однако имеется ряд существенных различий в характере переходных процессов винтовой и краевой дислокаций. Так, в случае краевой дислокации стационарное решение является неустойчивым по отношению к малым вариациям скорости, т.е. при отсутствии фононных механизмов торможения стационарный режим не может быть реализован. При наличии фононной вязкости для краевой дислокации имеются два значения стационарной скорости, одно из которых соответствует устойчивому решению, другое – неустойчивому, причем существует некоторое минимальное значение скорости, ниже которого стационарный режим вообще не возможен. В случае винтовой дислокации стационарное решение является устойчивым и может быть реализовано даже при отсутствии фононной диссипации, а значение стационарной скорости пропорционально величине внешнего сдвигового напряжения и обратно пропорционально концентрации точечных дефектов .

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 **9,** 30 (1999).
6. *В. В. Малашенко*, ФТТ **39**, 493 (1997).