УДК 539.37

Физика твердого тела, том 30, в. 5. 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 5, 1988

СВЯЗЬ ПЛОТНОСТИ ДИСЛОКАЦИЙ С ЛОКАЛЬНЫМИ ЗНАЧЕНИЯМИ ДЕФОРМАЦИИ ПРИ ОДНОСИСТЕМНОМ СКОЛЬЖЕНИИ В ЩЕЛОЧНО-ГАЛОИДНЫХ КРИСТАЛЛАХ

М. В. Галусташвили, Д. Г. Дрияев, И. А. Политов, З. К. Саралидзе

В настоящей работе предлагается новый способ деформирования монокристаллов путем чистого сдвига по одной системе скольжения, который дает возможность установить зависимости между некоторыми параметрами, характеризующими механические свойства кристалла и его дефектную структуру, из результатов измерений, выполненных на одном образце при его однократном деформировании.[1]

На рис. 1 приведена схема устройства для деформирования путем чистого сдвига щелочно-галоидных кристаллов, в которых скольжение происходит по $\{110\}\langle 110\rangle$. При действии на пуансон сжимающего усилия

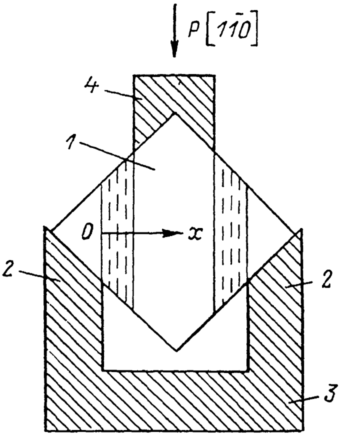

Рис. 1. Схема устройства для деформирования щелочно-галоидных монокристаллов чистым сдвигом по одной системе скольжения $\{110\}$.

1 — образец, *2* — стойки, *3* — опора, *4* — пуансон.

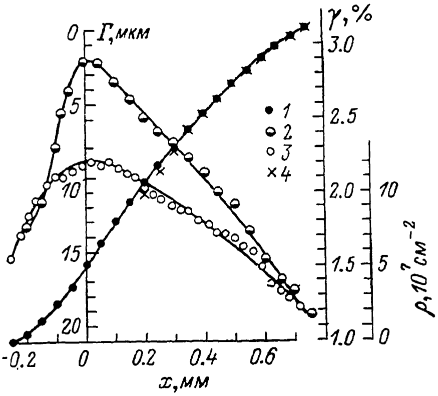

Рис. 2. Зависимость сдвига Г по плоскостям (110), локальной сдвиговой деформации γ и плотности дислокаций ρ от координаты x в кристаллах LiF.

1 — Г, *2* — γ, *3* — ρ, *4* — значения функции Г (x), вычисленные по формуле (3).

в направлении $[1\bar{1}0]$ часть кристалла, прилегающая к пуансону, сдвигается относительно той части, которая опирается на стойки, причем при достаточно хорошей квадратной форме образца деформация представляет собой чистый сдвиг по плоскостям скольжения (110) и сосредоточена в двух узких зонах, ширина которых определяется зазором между краем пуансона и стойки.

Для определения величины сдвиговой деформации на грань (001) кристалла вдоль оси x наносилась тонкая царапина, перпендикулярная активной системе скольжения (110). Обусловленное деформацией смещение царапины измерялось в микроскопе и тем самым определялась зависимость сдвига Г (x) по плоскостям (110) от координаты x. Распределение по координате локальной сдвиговой деформации γ (x) было получено графическим дифференцированием зависимости Г (x).

[1] Этот метод отличается от предложенных в [1, 2].

Распределение сдвигового напряжения τ по ширине деформируемой зоны определяется выражением

$$\tau(x)=\frac{\tau(0)}{1+x/a}, \qquad (1)$$

где $\tau(0)$ — сдвиговое напряжение в сечении $x=0$, a — полувысота деформируемой зоны в этом же сечении (рис. 1).

Очевидно, что при значении максимального сдвигового напряжения, превышающего предел текучести τ_0 ($\tau\equiv\tau(0)>\tau_0$), полоса деформации может расшириться до значения $x=x_m$, определяемого уравнением (1).[2] В конце расширяющейся полосы локальная сдвиговая деформация будет иметь минимальное значение $\gamma_0=\gamma(x_m)=\gamma(\tau_0)$. Если считать, что при увеличении локальной деформации имеет место линейное деформационное упрочнение, т. е. $\gamma(\tau)=\gamma_0+(\tau-\tau_0)/k$, где $k=d\tau/d\varepsilon$ — коэффициент деформационного упрочнения, то локальная сдвиговая деформация γ и величина Γ как функции x будут иметь вид

$$\gamma(x)=\gamma_0+\frac{\tau_0}{k}\frac{x_m-x}{a+x}, \qquad (2)$$

$$\Gamma(x)=\left|\int\limits_{x_m}^{x}\gamma(x)\,dx\right|=\gamma_0(x_m-x)+\frac{\tau_0}{k}\left[(a+x_m)\ln\frac{a+x_m}{a+x}-(x_m-x)\right]. \qquad (3)$$

Деформация (2), соответствующая распределению напряжений (1), должна быть монотонной функцией x и меняться от минимального значения γ_0 в конце расширяющейся полосы ($x=x_m$), до максимального значения $\gamma_0+\tau_0 x_m/ka$ в сечении $x=0$ с максимальным τ.

На самом деле, как показывает эксперимент, $\gamma(x)$, как и плотность дислокации $\rho(x)$, не являются монотонной функцией x. Более того, характер деформации кристалла не полностью соответствует существованию единственной полосы скольжения, постепенно расширяющейся только в одну сторону. Почти всегда появляются полосы, опережающие фронт распространения основной полосы. Кроме того, деформация, как правило, заходит в область с $x<0$. Вследствие этого зависимости $\gamma(x)$ и $\rho(x)$ содержат достаточно хорошо скоррелированные осцилляции, а усредненные зависимости, полученные после линейного сглаживания, обладают четко выраженным максимумом вблизи $x=0$ (рис. 2). Причиной этих отклонений могут быть как естественный разброс критического скалывающего напряжения в различных сечениях образца, так и ненулевые напряжения, возникающие в области $x<0$ и быстро спадающие при удалении от сечения $x=0$.

Из вышесказанного следует, что теоретические зависимости (2) и (3) могут удовлетворительно описывать только усредненные экспериментальные зависимости $\Gamma(x)$ и $\gamma(x)$ вдали от сечения $x=0$.

Определив из рис. 2 γ_0 и производную $d\gamma/dx$ в точке $x=x_m$, а по диаграмме растяжения τ_0 и измерив непосредственно на кристалле x_m и a, можно вычислить коэффициент деформационного упрочнения

$$k=\frac{\tau_0}{(a+x_m)(d\gamma/dx)_{x_m}}.$$

На рис. 2 крестиками представлены значения функции $\Gamma(x)$, которые вычислены по формуле (3) с использованием для входящих в нее параметров величин, найденных из экспериментальной кривой и диаграммы растяжения. Хорошее совпадение этих точек с экспериментальной зависимостью $\Gamma(x)$ при значениях x, близких x_m, говорит о том, что значения параметров $\gamma_0=1.2\cdot10^{-2}$ и $k=4.9$ кГ/мм^2, определенные из эксперимента, должны быть вполне надежными.

---

[2] В основу этих рассуждений легла схема деформации, предложенная в [3].

Исключив x из зависимостей $\gamma(x)$ и $\rho(x)$, можно получить зависимость плотности дислокаций ρ от величины локальной деформации γ. Анализ зависимости $\rho(\gamma)$ показывает, что между приращением деформации $\gamma-\gamma_0$ и плотности дислокаций $\rho-\rho_0$ существует простая функциональная связь: $\rho-\rho_0=c(\gamma-\gamma_0)$ с численным значением константы $c=6\cdot10^9$ см$^{-2}$ (здесь ρ_0 — начальная плотность дислокаций).

Таким образом, для сравнительно малых пластических деформаций в процессе деформационного упрочнения плотность дислокаций является линейной функцией деформации, а прирост плотности дислокаций увеличивается пропорционально соответствующему приросту деформации.

Литература

[1] *Смирнов Б. И.* ФТТ, 1968, т. 10, № 9, с. 2689—2696.
[2] *Иоффе А. Ф.* Физика кристаллов. М.—Л.: ГИЗ, 1929. 192 с.
[3] *Смирнов Б. И.* Дислокационная структура и упрочнение кристаллов. Л.: Наука, 1981. 236 с.

Институт физики АН ГССР
Тбилиси

Поступило в Редакцию
2 октября 1987 г.
В окончательной редакции
15 декабря 1987 г.

УДК 539.2; 539.292

Физика твердого тела, том 30, в. 5, 1988
Solid State Physics, vol. 30, № 5, 1988

ОБНАРУЖЕНИЕ УВЛЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НЕРАВНОВЕСНЫМИ ФОНОНАМИ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ГЕТЕРОКОНТАКТАХ

Ю. Г. Найдюк, И. К. Янсон

В металлических контактах, размер которых $d \ll l_i$, $l_{\text{э-ф}}$ (l_i, $l_{\text{э-ф}}$ — длины импульсной и энергетической релаксации электронов), при протекании тока устанавливается сильно неравновесное распределение электронов. Оно характеризуется наличием энергизованной на величину eV (V — напряжение на контакте, e — заряд электрона) группы электронов, релаксация которых приводит к интенсивной генерации фононов в области контакта [1]. Эти процессы определяют нелинейную добавку к вольт-амперной характеристике (ВАХ) контакта, изучение которой позволяет восстанавливать функцию электрон-фононного взаимодействия (ЭФВ) в металле [2]. Данный метод изучения ЭФВ получил название микроконтактной спектроскопии. Поскольку микроконтакт является источником неравновесных фононов, то при условии $l_r < d$ (l_r — длина упругого рассеяния фононов) они накапливаются в области сужения. Перерассеяние (реабсорбция) электронным потоком неравновесных фононов [3] приводит к появлению на микроконтактных (МК) спектрах наряду с максимумами, соответствующими ЭФВ, так называемого фона при энергиях eV, больших дебаевской. При диффузионном движении фононов в контакте ($l_r \ll d$) направление их дрейфа определяется градиентом концентрации и происходит из области контакта в глубь металла (см. рисунок). Это приводит к увлечению электронов неравновесными фононами и в случае гетероконтакта — к асимметрии ВАХ и МК спектров в зависимости от полярности приложенного напряжения [4]. В гомоконтакте ускорение электронного потока за счет увлечения фононов в одном береге контакта будет в точности компенсировано его замедлением в противоположном береге, и спектр остается симметричным относительно полярности напряжения.