

На рис. 3 представлены кинетические зависимости амплитуды сигналов ЭПР *A* и *B* от дозы облучения в сравнении с изменением коэффициентов поглощения в ИК полосах —  $\nu$  (3720),  $\nu_2$  (3100) и  $\delta$  (2220—2100  $\text{см}^{-1}$ ) по данным рис. 1. Видно, что сигналы ЭПР и ИК полосы ведут себя коррелированно. Этот результат мы рассматриваем как поддержку в пользу предположения, что полосы *A* и *B* в ЭПР спектре обусловлены центрами с водородной связью типа  $\text{O}=\text{H}^+ \text{F}_2^-(\text{V}_1^{\text{OH}})$  и  $\text{Me}^{2+}\text{O}-\text{H}^+ \dots \text{F}_2^-\text{V}_0^-(\text{V}_1^{\text{mOH}})$ . Однако дать более точную характеристику структуры и состава дефектов на основе полученных данных пока не представляется возможным.

#### Л и т е р а т у р а

- [1] Сб. Водородная связь. Отв. ред. Н. Д. Соколов. М.: Наука, 1981.  
 [2] *Emsly J.* Chem. Soc. Rev., 1980, vol. 9, p. 91—124.  
 [3] *Novak A.* Bull. Soc. Chim. France, 1982, N 9—10, p. 330—338.  
 [4] *Алексеев П. Д., Баранов Г. И.* ФТТ, т. 22, № 4, с. 1213—1214.  
 [5] *Алексеев П. Д.* Опт. и спектроск., 1985, т. 59, № 3, с. 567—572.  
 [6] *Алексеев П. Д.* ЖПС, 1985, т. 43, № 5, с. 862—863.  
 [7] *Алексеев П. Д.* Опт. и спектроск., 1986, т. 60, № 3, с. 528—534.  
 [8] *Алексеев П. Д., Иссерс В. В., Сузов В. И.* ФТТ, 1984, т. 26, № 4, с. 1142—1147.  
 [9] *Алексеев П. Д.* В кн.: Радиационно-стимулированные явления в твердых телах, вып. 6. Свердловск, 1984, с. 17—24.  
 [10] *Shvarts K. K., Ekmanis Y. A.* In: Defects in Insulating Crystals, Riga: Zinatne, Berlin: Springer-Verlag, New-York, 1981, p. 363—391.  
 [11] *Kamikawa T.* Phys. St. Sol. (b), 1980, vol. 99, N 2, p. 721—726.  
 [12] *Takeuchi N., Inabe K., Nakamura S. J.* Materials Science Lett., 1983, vol. 2, N 1, p. 39—41.  
 [13] *Ахведиани З. Г., Калабегшвили Т. Л.* ФТТ, 1983, т. 25, № 11, с. 3505—3507.  
 [14] *Kerkhoff F. Z.* Phys., 1960, Bd. 158, N 4, S. 595—606.

Омский  
государственный университет  
Омск

Поступило в Редакцию  
26 февраля 1987 г.  
В окончательной редакции  
1 сентября 1987 г.

УДК 539.292

Физика твердого тела, том 30, в. 1, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 1, 1988

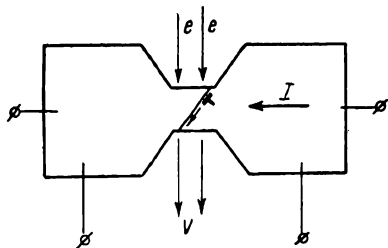
## ПРЯМОЕ НАБЛЮДЕНИЕ ЭЛЕКТРОПЕРЕНОСА ДИСЛОКАЦИЙ В МЕТАЛЛЕ

*Е. Е. Вдовин, А. Ю. Касумов*

Теоретически предсказано увлечение неподвижных дислокаций в металле направленным потоком электронов [1]. Явление это, по-видимому, никогда ранее не наблюдалось, поскольку все эксперименты по электропластическому эффекту проводились с механической догрузкой образцов за пределом текучести, т. е. создавалисьдвигающиеся дислокации, и электрический ток влиял именно на них [2]. В настоящей работе мы осуществили прямое наблюдение электропереноса одиночных дислокаций в сверхчистых монокристаллах меди.

Электроперенос осуществлялся непосредственно в колонне высоковольтного электронного микроскопа JEM-1000. Образцы представляли собой прямоугольные призмы размером  $1.5 \times 1.5 \times 10$  мм, которые в середине утоньшались до образования перемычки диаметром около 1 мкм и длиной 10 мкм. Эксперимент проводился при комнатной температуре. Электрический ток через образец протекал в течение всего времени наблюдения и фотографирования, что составляло несколько минут. При плотности тока выше порогового значения, составлявшего  $1.0 \cdot 10^7$ — $1.5 \times 10^7$  А/см<sup>2</sup>, неподвижные вначале дислокации начинали перемещаться

в основном к поверхности образца (рис. 1). Направление движения дислокаций составило  $\varphi$  с направлением тока угол  $30^\circ$  и приблизительно совпало с направлением  $\langle 110 \rangle$ . Следовательно, проекция движения дислокаций направлена к аноду, как и предсказывает теория для металлов с электронной проводимостью [1]. Скорость движения дислокаций была довольно велика  $\sim 1$  мкм/с (все поле обзора дислокация пересекала за время около 1 с) и из-за большого времени экспозиции нам не удалось сфотографировать одну и ту же дислокацию в процессе перемещения. Но мы сфотографировали одно и то же место образца до включения тока и после достижения порогового значения тока (рис. 2). Визуально наблюдаемый при комнатной температуре процесс удаления дислокаций из образца под действием электрического тока коррелировал с аналогичным процессом, протекающим при гелиевой температуре [3]. В последнем случае факт удаления дислокаций из образца фиксировался по уменьшению его сопротивления.



Сопротивление уменьшалось скачком в первую же секунду после включения тока, затем сопротивление падало

Рис. 1. Схема электропереноса дислокации в образце.

слабо. Чтобы вызвать следующий скачок сопротивления, нужно было увеличить ток.

В электронном микроскопе мы увидели (в буквальном смысле) причину такого поведения сопротивления. При достижении порогового значения тока быстро удалялись наименее закрепленные дислокации, лежащие близко к поверхности. На их место из глубины образца приходили другие, более закрепленные дислокации, которые ток не в состоянии был «вытолкнуть» на поверхность (эти дислокации и были сфотографированы). Чтобы удалить эти дислокации, нужно было снова увеличить ток и так далее. Сопротивление образца по мере увеличения тока возрастало, что связано с его нагревом. При гелиевых температурах этого не происходило [3]. К сожалению, мы не сумели охладить образец в микроскопе до гелиевых температур и измерять его сопротивление по мере удаления из него дислокаций, хотя конструкция микроскопа JEM-1000 позволяет это сделать.

Постепенное увеличение тока приводило к тому, что при определенном его значении полностью исчезал контраст. Все поле обзора представляло собой размытое пятно, на котором отсутствовали изображения дислокаций. Уменьшение тока возвращало контраст и изображение дислокаций. Причина этого явления нам не понятна. Температура перемигки при максимально допустимом токе никогда не превышала  $100^\circ\text{C}$  (температура определялась по сопротивлению образца), а при этой температуре контраст на меди не исчезает [4, 5]. Дальнейшее увеличение тока приводило к электрическому взрыву перемигки. Влияние направленного потока электронов (так называемого «электронного ветра») приводило не только к перемещению дислокаций, но и выгибало неподвижные дислокации в направлении действующей электромеханической силы  $F_e$  (рис. 2, б). (В отсутствие тока практически все дислокации в образце были почти прямыми; рис. 2, а). То, насколько выгнется дислокация под действием силы, т. е. ее радиус кривизны  $R$ , зависит от ее линейного натяжения  $\tau$ :  $R = \tau / F_e$  [6]. Подставляя известные формулы для  $\tau$  [6] и  $F_e$  [1], можно определить транспортное сечение рассеяния электронов на дислокации  $\sigma_d$

$$R = \frac{\tau}{F_e} = \frac{\mu b^2 \ln(r/b) / 4\pi K}{e^{-1} j m v_f \sigma_d} \sigma_d = \frac{e\tau}{j m v_f R},$$

где  $\mu$  — модуль сдвига;  $b$  — вектор Бюргерса;  $r$  — расстояние между дислокациями или в случае одиночных дислокаций кратчайшее расстояние

до свободной поверхности;  $K$  — параметр, приблизительно равный 1;  $e$  — заряд электрона;  $m$  — масса электрона;  $v_f$  — фермиевская скорость.

Измеренное таким образом  $\sigma_d$  для различных дислокаций менялось в пределах:  $1-3 b$  (для дислокации, заключенной в квадрат на рис. 2, б,  $\sigma_d=1.7 b$ ).

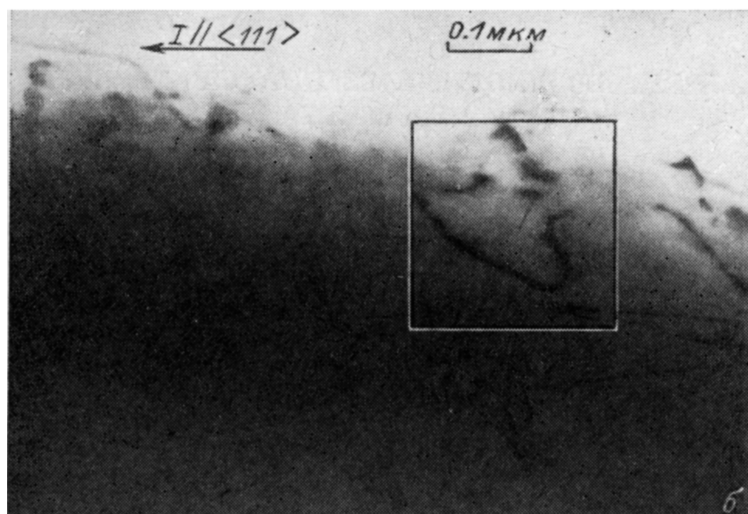
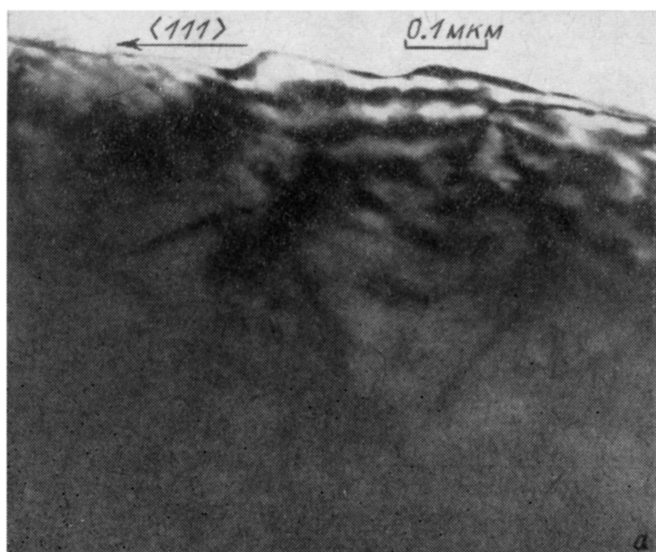


Рис. 2. Дислокации в образце: а — до включения тока, б — при плотности тока  $j=4 \cdot 10^7$  А/см<sup>2</sup>.

Подчеркнем, что предложенный нами метод измерения позволяет определять транспортное сечение рассеяния конкретной визуально наблюдаемой дислокации. Это принципиальным образом отличает его от единственно существующего в настоящее время метода, состоящего в измерении дислокационного сопротивления  $\Delta\rho_d$  и плотности дислокаций  $N$  с последующей нормировкой:  $\sigma_l \sim \Delta\rho_d/N$  [6, 7]. Таким путем, естественно, получается величина, усредненная по всем дислокациям. Подобное усреднение не всегда приводит к правильной величине  $\sigma_d$ , особенно если дислокации расположены упорядоченным образом [5, 8].

Авторы благодарны В. Н. Матвееву, предоставившему монокристаллы меди; сотрудникам ИМЕТ АН СССР, оказавшим большую помощь при работе на высоковольтном электронном микроскопе; Ч. В. Копецкому за постоянное внимание к работе.

### Л и т е р а т у р а

- [1] Фикс В. Б. ЖЭТФ, 1981, т. 80, № 6, с. 2313—2316.
- [2] Спицын В. И., Троицкий О. А. Электропластическая деформация металлов. М.: Наука, 1985. 159 с.
- [3] Вдовин Е. Е., Касумов А. Ю., Копецкий Ч. В., Левинсон И. Б. ЖЭТФ, 1987, т. 92, № 3, с. 1026—1041.
- [4] Хириш П., Хови А., Николсон Р., Пэшли Д., Уэлан М. Электронная микроскопия тонких кристаллов. М.: Мир, 1968. 574 с.
- [5] Гантмагер В. Ф., Гаспаров В. А., Кулеско Г. И., Матвеев В. Н. ЖЭТФ, 1972, т. 63, № 11, с. 1752—1757; Касумов А. Ю., Копецкий Ч. В., Кожанчик Л. С., Матвеев В. Н. ФТТ, 1981, т. 23, № 1, с. 271—275.
- [6] Фридель Ж. Дислокации. М.: Мир, 1968. 643 с.
- [7] Займан Р. Электроны и фононы. М.: ИЛ, 1962. 488 с.
- [8] Watts B. R. Proceed. 17<sup>th</sup> Conf. Low. Temp. Phys., LT-17, 1984, Part II, p. 1097—1098, North-Holland.

Институт проблем технологии  
микроэлектроники и особочистых  
материалов АН СССР  
Черноголовка  
Московская область

Поступило в Редакцию  
22 мая 1987 г.  
В окончательной редакции  
4 сентября 1987 г.

УДК 537.312.62 : 537.226

Физика твердого тела, том 30, в. 1, 1988  
Solid State Physics, vol. 30, № 1, 1988

## СВЕРХПРОВОДИМОСТЬ И СЕГНЕТОЭЛЕКТРИЧЕСТВО В ПЕРОВСКИТАХ

Л. Г. Никифоров

Как известно, твердым растворам на основе сегнетоэлектрика  $\text{BaBiO}_3$  уделяется все возрастающее внимание. Это связано с сосуществованием сегнетоэлектричества и сверхпроводимости в этих системах [1]. Причем температура перехода в сверхпроводящее состояние  $T_c$ , как отмечено в [2], необычно высока (до 13 К) для перовскитов.

Целью настоящей работы являлось выяснение возможностей значительного повышения  $T_c$  в перовскитах. Согласно теории БКШ,

$$T_c \sim \Theta e^{-1/g}, \quad (1)$$

где  $\Theta$  — дебаевская температура;  $g < 1$ . С другой стороны, известна взаимосвязь  $\Theta$  со структурными параметрами, температурой плавления и составом вещества [3]

$$\Theta = 172 (\delta/V)^{1/3} (kT_{пл}z/M)^{1/2}, \quad (2)$$

где  $\delta$  — структурный множитель, зависящий от типа решетки Браве и геометрии упаковки атомов;  $V$  — объем элементарной ячейки;  $T_{пл}$  — температура плавления, К;  $M$  — молярная масса;  $z$  — число атомов в формульной единице;  $k$  — постоянная Больцмана.

Таким образом, имеем

$$T_c \sim (\delta/V)^{1/3} (kT_{пл}z/M)^{1/2} e^{-1/g}. \quad (3)$$

Формула (3) позволяет сделать некоторые прогнозы относительно возможностей повышения  $T_c$ . Прежде всего отметим, что величина  $\delta$  в значитель-