

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 $c = 6 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ (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.

Л и т е р а т у р а

- [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

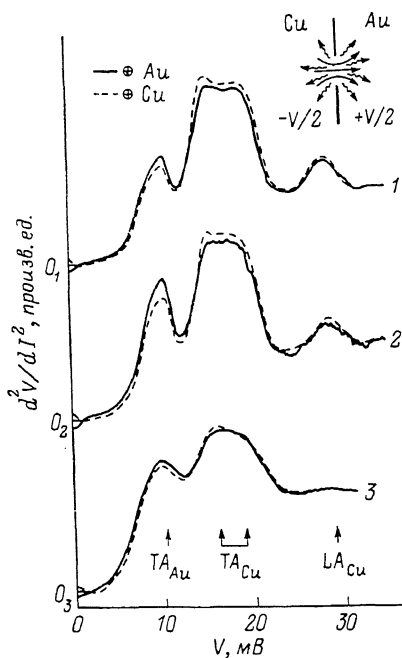
ОБНАРУЖЕНИЕ УВЛЕЧЕНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ НЕРАВНОВЕСНЫМИ ФОНОНАМИ В МЕТАЛЛИЧЕСКИХ ГЕТЕРОКОНТАКТАХ

Ю. Г. Найдюк, И. К. Янсон

В металлических контактах, размер которых $d \ll l_i, l_{э-ф}$ ($l_i, l_{э-ф}$ — 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. Перерасеяние (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 берегу контакта будет в точности компенсировано его замедлением в противоположном берегу, и спектр остается симметричным относительно полярности напряжения.

В данном сообщении представлены результаты экспериментального обнаружения асимметрии МК спектров ЭФВ в гетероконтактах. Исследовались контакты Cu—Au. Измерение МК спектров или вторых производных d^2V/dI^2 ВАХ проводилось по стандартной модуляционной методике [2] при гелиевых температурах. Образцы изучаемых металлов имели форму параллелепипедов размерами около $1 \times 1 \times 5$ мм, которые соприкасались между собой по ребрам, образуя перекрестие, непосредственно в жидком гелии.

МК спектры нескольких контактов, отличающиеся сопротивлением, записанные в двух полярностях, показаны на рисунке. На кривых видно три четких максимума около 11, 16—19 и 29 мВ. Первые два соответствуют энергии поперечных (ТА) фононов в золоте и меди, а третий — энергии



продольных (LA) колебаний в Cu [2]. В области фононных особенностей заметна асимметрия спектров, записанных в двух полярностях. Причем усиливается спектр металла, в который инжектируются электроны. Уровень фона на спектре, т. е. значение d^2V/dI^2 при $eV > 30$ мэВ, при этом одинаков для обеих полярностей. Отношение асимметричной части спектра d^2V^a/dI^2 ($\varphi^a = [\varphi(+|V|) - \varphi(-|V|)]/2$, $\varphi^0 = [\varphi(+|V|) + \varphi(-|V|)]/2$) в максимуме к величине данного максимума достигает для кон-

Запись МК спектров ЭФВ гетероконтактов Cu—Au в двух полярностях.

1 — $R=0.56$ Ом, $T=1.6$ К; 2 — $R=0.78$ Ом, $T=1.7$ К; 3 — $R=0.47$ Ом, $T=4.2$ К. Сплошные кривые — ток течет от золота к меди, штриховые кривые — ток течет в обратном направлении. Внизу стрелками показано положение основных фононных максимумов в золоте и меди. Вверху справа — модель микроконтакта в форме отверстия в тонкой перегородке; сплошными линиями показано направление электронного потока, волнистыми — направление дрейфа неравновесных фононов.

тактов (1, 2) 5—7 % при энергии поперечных фононов в Au и 2—3 % для таких же фононов в Cu. Для контактов, в которых увеличивается уровень фона, асимметрия становится менее выраженной (см. кривую 3 на рисунке).

Обсудим полученные результаты. Наблюдение четких фононных особенностей на МК спектрах, а также оценка их абсолютной интенсивности показывают, что данные контакты находятся в режиме, близком к баллистическому для электронов, т. е. $l_i, l_{\alpha-\phi} \gg d$. С другой стороны, наличие сравнимого по величине со спектром уровня фона означает, что диффузионная длина энергетической релаксации фононов $\Lambda_\phi \sim (l_i l_{\alpha-\phi})^{1/2}$ сравнима с диаметром контакта, что при условии $l_{\alpha-\phi} \sim l_{\alpha-\phi} \gg d$ приводит к неравенству $l_r \ll d$. Используя выводы работы [4], получим, что отношение асимметричной части спектра к симметричной пропорционально (при условии $l_r < d < l_i, l_{\alpha-\phi}$) отношению l_r/d . Это коррелирует с экспериментальными результатами, так как при увеличении уровня фона в спектре, т. е. при уменьшении l_r [3], величина асимметрии уменьшается (см. кривую 3 на рисунке). Согласно [4], эффект дрейфового увлечения фононов в гетероконтакте не вносит вклад в фон, который при условии $eV \ll \epsilon_F$ является нечетным по напряжению. С выводами теории совпадает и знак эффекта. При реабсорбции электронами акустических фононов вклад в спектр от металла, в который инжектируются электроны, должен ослабляться [4]. Но при процессах рассеяния с перебросом, наоборот, происходит усиление данного вклада. Известно, что рассеяние на поперечных

фононах в Au и Cu с открытыми поверхностями Ферми происходит в основном с участием процессов переброса [5]. Таким образом, в нашем случае должен усиливаться вклад в МК спектр от металла, который находится под положительным потенциалом, что и наблюдалось (см. рисунок). Для благородных металлов вклады в МК спектр от нормальных процессов рассеяния и процессов рассеяния с перебросом на фононах продольной поляризации сравнимы [5]. Поэтому интенсивности максимума при $eV=29$ мэВ, отвечающего продольным фононам в меди, практически симметричны. Размер изучавшихся контактов, согласно формуле Шарвина $d=(16\rho l/3\pi R)^{1/2}$, составляет 400—500 Å. Используя полученные значения относительной асимметрии спектров в максимуме, можно сделать оценки упругой длины пробега для поперечных фононов, которая составляет величину порядка нескольких десятков ангстрем. Это согласуется с данными для l_r , приведенными в [6].

Таким образом, обнаруженная асимметрия вторых производных ВАХ гетероконтактов связана с дрейфовым увлечением электронов неравновесными фононами. Это дает возможность для экспериментального изучения важной характеристики фоновой системы — длины упругого рассеяния фононов в микроконтакте.

Авторы выражают признательность И. Ф. Ицковичу и Р. И. Шехтеру за плодотворные обсуждения.

Л и т е р а т у р а

- [1] Кулик И. О., Омелянчук А. Н., Шехтер Р. И. ФНТ, 1977, т. 3, № 12, с. 1543—1558.
- [2] Янсон И. К. ФНТ, 1983, т. 9, № 7, с. 676—709.
- [3] Кулик И. О. ФНТ, 1985, т. 11, № 9, с. 937—950.
- [4] Ицкович И. Ф., Шехтер Р. И. ФНТ, 1985, т. 11, № 11, с. 1176—1178.
- [5] Lee M. J. G., Caro J., de Groot D. G., Grissen R. Phys. Rev. B, 1985, vol. 31, N 12, p. 8244—8247.
- [6] Балкашин О. П., Янсон И. К., Пилипенко Ю. А. ФНТ, 1987, т. 13, № 4, с. 389—400.

Физико-технический институт
низких температур АН УССР
Харьков

Поступило в Редакцию
17 декабря 1987 г.

УДК 541.135.4

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

ФТОР-ИОННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ МОНОКРИСТАЛЛОВ ФЛЮОРИТОВЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ В МАТРИЦЕ CdF_2

Н. И. Сорокин, П. П. Федоров, А. К. Иванов-Шуц, Б. П. Соболев

Фторид кадмия, так же как фториды кальция, стронция, бария и высокотемпературная модификация фторида свинца, кристаллизуется в структурном типе флюорита (пр. гр. $Fm\bar{3}m$). В системах $\text{MF}_2\text{—RF}_3$ (где R — редкоземельный элемент) возможно образование твердых растворов $\text{M}_{1-x}\text{R}_x\text{F}_{2+x}$ с сохранением структурного типа матрицы, причем сильно нестехиометрические фазы характеризуются высокой ионной проводимостью [1–3].

Ранее в [4, 5] было рассмотрено влияние малых концентраций ($x < 0.005$) примесей одно- и трехвалентных катионов на электропроводность CdF_2 . В данной работе проведено изучение электрофизических свойств концентрированных твердых растворов $\text{Cd}_{1-x}\text{R}_x\text{F}_{2+x}$ ($x > 0.1$).