

аномальным, а в более сильных полях — нормальным эффектами. При  $\omega \gg \tilde{\omega}_0$  и в сильных полях (лоренцевский механизм) амплитуда звука также определяется эффектом Холла. Однако здесь она пропорциональна  $(R_B B + R_M M)^{-1/2}$ .

Таким образом, в магнитных металлах электромагнитное возбуждение звука, обусловленное эффектом Холла, значительно усиливается по сравнению с немагнитными металлами за счет индукции магнитного поля  $B$  и аномального эффекта Холла. Это усиление реализуется в основном в малых полях через МУ механизм генерации звука.

#### Список литературы

- [1] Васильев Н. А., Гайдуков Ю. П. // УФН. 1983. Т. 141. № 3. С. 431—467.
- [2] Андрианов А. В., Бучельников В. Д., Васильев А. Н., Гайдуков Ю. П., Шавров В. Г. // ЖЭТФ. 1990. Т. 97. № 5. С. 1674—1687.
- [3] Косевич Ю. А., Сыркин Е. С. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 10. С. 2898—2904.
- [4] Ахиезер А. И., Барьяхтар В. Г., Пелетминский С. В. Спиновые волны. М.: Наука, 1967. 368 с.

Челябинский  
государственный университет

Поступило в Редакцию  
8 октября 1991 г.

УДК 621.315.592

© Физика твердого тела, том 34, № 3, 1992  
Solid State Physics, vol. 34, N 3, 1992

## МИКРОКОНТАКТНЫЙ СПЕКТР CuO

*В. В. Осипов, И. В. Кочев, Э. Б. Выводнов, А. А. Самохвалов*

В связи с проблемой высокотемпературной сверхпроводимости представляет интерес выяснение зонной структуры CuO. С другой стороны, известно, что микроконтактные исследования могут дать информацию об энергетическом спектре твердого тела [1]. В этом случае особый интерес представляет баллистический режим работы микроконтакта: при размере контакта  $r$ , меньшем, чем длина свободного пробега по импульсу  $l$ , носитель заряда приобретает кинетическую энергию, равную приложенному к контакту потенциалу. Если эта энергия совпадает с каким-либо энергетическим переходом в твердом теле, например с энергией перехода электрона между валентной зоной и зоной проводимости, то могут произойти выбивание электрона из валентной зоны в зону проводимости и соответствующее изменение дифференциальной проводимости контакта. Необходимо отметить, что такие переходы в твердом теле, активированные баллистическими носителями, являются непрямыми в отличие от переходов, активированных оптическим поглощением излучения. Далее условие  $r < l$  может быть, очевидно, заменено менее жестким условием  $r < L$  ( $L$  — длина пробега носителя, связанная с потерей его энергии).

Нами были проведены микроконтактные исследования CuO. Контакт формировался с помощью электролитически заточенной вольфрамовой ( $W$ ) иглы и сколотой параллельно плоскости [110] поверхности монокристалла CuO. Измерялись как вольт-амперные характеристики (ВАХ), так и первые их производные. Все измерения проведены при комнатной температуре. На рис. 1 представлена ВАХ контакта  $W$ —CuO. Видно, что она имеет диодный характер. Известно, что ВАХ такого типа объясняется образованием в контакте металл-полупроводник барьера Шоттки, причем запирающее напряжение к полупроводнику  $p$ -типа возникает при положительном напряжении на контакте [2]. На запирающей ветви ВАХ

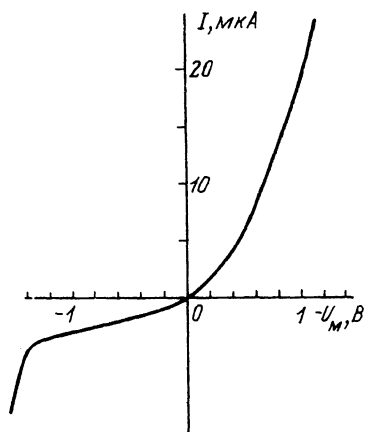


Рис. 1. Вольт-амперная характеристика контакта W—CuO.

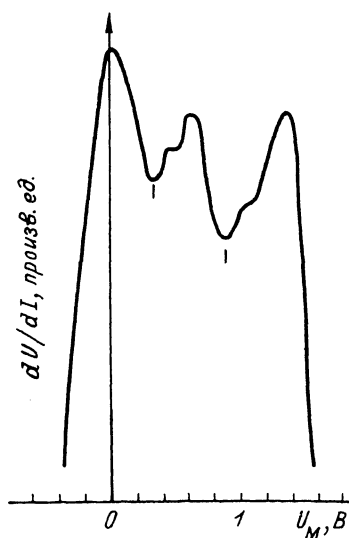


Рис. 2. Зависимость  $dU/dI(U)$  в заперном направлении.

имеются также некоторые особенности, которые становятся различными на первой производной от ВАХ. На рис. 2 представлена зависимость ( $dU/dI(U)$ ) для заперной ветви. Видно, что имеются два минимума дифференциального сопротивления (максимумы дифференциальной проводимости) при  $U=0.3$  и  $0.9$  В. Кроме того, при  $U>1.4$  В дифференциальное сопротивление также резко падает. Для баллистического режима движения носителей эти напряжения соответствуют энергетическим переходам с энергиями  $0.3$ ,  $0.9$  и  $1.4$  эВ. Можно сравнить полученный результат с результатами оптических исследований CuO. Такое сравнение, в частности, показывает, что в оптическом спектре имеется пик поглощения при  $0.22$  эВ [3]. Далее, при  $h\nu > 1.4$  эВ возникает межзонное оптическое поглощение, связанное с переходом электронов из валентной зоны в зону проводимости [3,4]. Именно такой рост дифференциальной проводимости и зафиксирован на микроконтактном спектре. При  $U=0.9$  эВ присутствует также пик дифференциальной проводимости, отсутствующий на оптических спектрах. По-видимому, данное несовпадение может быть объяснено тем, что переходы, вызываемые баллистическими носителями, сопровождаются обменом импульсов и являются поэтому непрямыми.

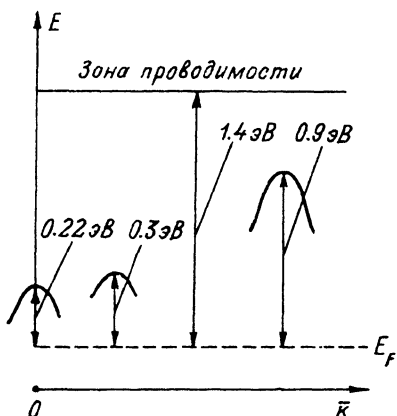


Рис. 3. Возможная схема строения потолка валентной зоны в CuO.

Таким образом, на основании совокупности оптических и микроконтактных исследований CuO можно предложить следующую схему строения потолка валентной зоны CuO. На рис. 3 представлена зависимость энергии соответствующих пиков от усредненного по всем направлениям  $k$  в кристалле в относительных единицах. Необходимость такого пространственного усреднения вытекает из того факта, что баллистические носители могут двигаться из острия контакта, перпендикулярно к пло-

абсолютная величина  $k$  остается неопределенной, так как неизвестно, какой из вариантов баллистического движения носителей реализуется около острия:  $r < l$ ,  $r < L$  или какой-то промежуточный случай. Сложное строение потолка валентной зоны  $\text{CuO}$  установлено также теоретическими расчетами [5].

Необходимо отметить, что спектры, аналогичные изображенным на рис. 2, также отражающие зонное строение вещества, могут реализоваться и в туннельных структурах металл—изолятор—полупроводник. В данном случае случайным образом также могла бы реализоваться такая структура. Однако полярность напряжения, при котором мог бы получиться такой спектр, была бы обратной.

В заключение необходимо оценить реалистичность условий  $r < l$  и  $r < L$ . По-видимому, трудно ожидать, что эти условия будут выполняться буквально, прежде всего вследствие сминания острия металлического электрода. Однако возможно, что это условие вследствие микронеровностей на поверхности материала выполняется на части площади контакта и ток баллистических носителей может давать вклад в ток всего контакта.

Таким образом, микроконтактные исследования могут уточнить зонную структуру  $\text{CuO}$ .

#### Список литературы

- [1] Найдюк Ю. Г., Янсон И. К. Микроконтактная спектроскопия. Физика, научно-популярная серия. М.: Знание, 1989. № 12.
- [2] Бонч-Бруевич В. Л., Калашников С. Г. Физика полупроводников. М.: Наука, 1977. 670 с.
- [3] Самохвалов А. А., Лошкарева Н. Н., Сухоруков Ю. П. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1989. Т. 49. № 8. С. 456—459.
- [4] Номерованная Л. В., Махнев А. А., Кирилова М. М. и др. // СФХТ. 1990. Т. 3. № 2. С. 169—172.
- [5] Ching W. Y., Hu Y. N., Wong K. W. // Phys. Rev. B. 1989. V. 40. N 11. P. 7684—7698.

Институт физики металлов  
УрО РАН  
Свердловск

Поступило в Редакцию  
11 октября 1991 г.

УДК 539.374 : 548.4

© Физика твердого тела, том 34, № 3, 1992  
Solid State Physics, vol. 34, N 3, 1992

## ЭМИССИОННЫЕ ЯВЛЕНИЯ ПРИ ДВОЙНИКОВАНИИ КРИСТАЛЛОВ $\text{NaNO}_2$

В. А. Закревский, В. И. Николаев, Б. И. Смирнов, А. В. Шульдинер

В процессе пластического деформирования ионных кристаллов скольжением (т. е. вследствие движения дислокаций) происходит возбуждение электронной подсистемы — образование электронных и дырочных центров, рекомбинация которых приводит к возникновению деформационной электронной эмиссии (ДЭЭ) и деформационной люминесценции (ДЛ) [1–5]. Образование центров окраски является следствием того, что при чрезвычайно сильных локальных искажениях решетки, сопровождающих термоактивированные пересечения наклонных дислокаций, становятся возможными неадиабатические электронные переходы между энергетическими уровнями выделенных анион-катионных пар [6].

Пластическое деформирование кристаллов может осуществляться не только скольжением, но и путем двойникования. В настоящей работе приведены первые результаты наблюдений эмиссионных явлений при двойниковании кристаллов. Объектами исследования были выращенные в ФТИ сегнетоэлектрические мо-