

## Размерные аномалии фотоэмиссионных спектров и модель сильного электрон-фононного взаимодействия

А.М. Цховребов, А.И. Головашкин, А.Н. Жерихин, Л.Н. Жерихина, Г.В. Кулешова<sup>1</sup>

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991 Москва, Россия  
<sup>1</sup>Московский Инженерно-Физический Институт (Государственный Университет)

**Измерены фотоэмиссионные спектры (ФЭС) висмутовых пленок в области квантующих толщин. Обнаружено снижение работы выхода по изменению их ФЭС. Наблюдаемые аномалии фотоэффекта объяснены на основе модели сильной связи. Полученные результаты демонстрируют возможность построения модели ВТСП на основе сильного электрон-фононного взаимодействия.**

В настоящей работе измерены фотоэмиссионные спектры (ФЭС) тонких (7-64 нм) пленок Вi. Пленки изготавливались методом лазерного напыления [1,2]. В случае пленок квантующих толщин длина волны де Бройля электронов на поверхности Ферми  $\lambda_F$  соизмерима с толщиной L. При этом отражение электронов от поверхности пленки задает граничные условия для волновой функции, а движение поперек плоскости пленки оказывается квантованным. Параболоиды, описывающие закон дисперсии движения в плоскости пленки, должны в этом случае отсчитываться от уровней размерного квантования поперечного движения, энергия которых, зависит от толщины подобно уровням в потенциальной яме с бесконечными стенками  $E_n(L) = \pi^2 \hbar^2 n^2 / 2m_z L^2 \sim 1/L^2$ , где  $m_z$  - эффективная масса в поперечном направлении. С уменьшением толщины все параболоиды поднимаются вверх по энергии, что приводит к снижению работы выхода. Такое снижение действительно было зарегистрировано для исследованных пленок по изменению ФЭС  $A = E_0 - E_F$ ,  $E_F(L \rightarrow 0) \rightarrow E_1$  ( $E_F, E_0$  - уровни Ферми и вакуума).

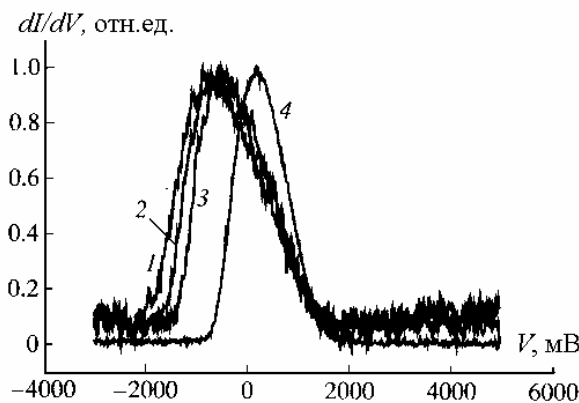


Рис.1 Фотоэмиссионные спектры тонких пленок висмута. 1 – толщина пленки L=7 нм, 2 – толщина пленки L=21 нм, 3 – толщина пленки L=64 нм, 4 – спектр массивного образца с очищенной поверхностью.

Наблюдаемые спектры показаны на рис.1 (производная фототока).

ФЭС измерялись методом сканирования задерживающего потенциала. Фототок, собранный углеродным коллектором (углерод обладает слабой вторичной эмиссией) автоматически оцифровывался и через интерфейс записывался в ОЗУ ЭВМ. Накопление сигнала при каждом мгновенном значении задерживающего потенциала позволяло подавить белый шум, а усреднение по нескольким проходам давало возможность ослабить 1/f-шум. Источником ультрафиолета (УФ) служила ксеноновая лампа, спектр излучения которой состоит из двух линий: 8.47 и 9.61 эВ (интенсивность линии 9.61 эВ  $I_{9.61}$  составляет примерно 1% от  $I_{8.47}$ ). Пройдя через систему диафрагм и отверстие в коллекторе, УФ попадал на образец.

При всей простоте разрешающая способность такой фотоэмиссионной установки ( $\Delta E \approx 100$  мэВ) оказалась вполне достаточной для обнаружения сдвига работы выхода при уменьшении толщин Вi пленок в квантоворазмерной области  $L < \lambda_F \approx 40$  нм. Толщине  $L_{fine} = 7$  нм отвечает существенно ультраквантовая (HQ) область и тогда уменьшение работы выхода электрона из такой пленки по отношению к работе выхода электрона, покидающего толстую ( $L_{fat} > 40$  нм) пленку, должно составлять значение  $E_F \lambda_F^2 / L_{fine}^2 \approx 1$  эВ. Однако, сдвиги ФЭС ультратонких пленок ( $L_{fine} = 7$  нм) указывают на величину всего лишь - 300 мэВ (рис. 2).

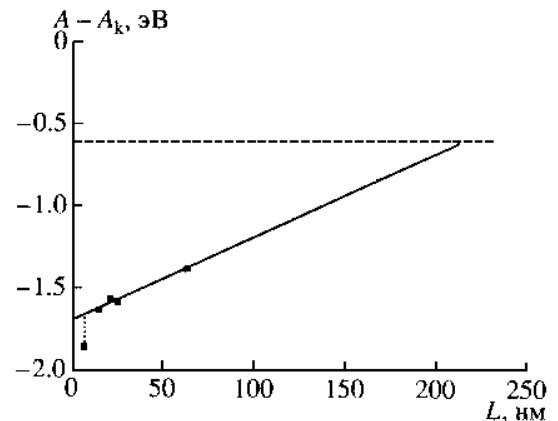


Рис.2 Зависимость работы выхода A тонких пленок висмута относительно коллектора от толщины L пленок ■ - экспериментальные данные, --- - уровень, соответствующий работе выхода массивного Вi ( $A_k$  - работа выхода углеродного коллектора).

Это несоответствие демонстрирует, что эффективная масса электрона  $m_z$  в исследуемых пленках оказывается существенно (примерно втрое) больше ее значения для массивного висмута.

Наряду с достаточно резким, но небольшим по величине (300 мэВ) сдвигом ФЭС в НQ области наблюдается значительный сдвиг спектров пленок, когда их толщина лежит в заведомо не квантовой области ( $L_{fat} > 40$  нм). Этот слабо зависящий от толщины сдвиг спектров соответствует уменьшению работы выхода в толстых пленках на 1-1.5 эВ по отношению работе выхода массивного материала. Подъем уровня Ферми на 1 эВ - эффект очень сильный и трудно объяснимый в рамках известных механизмов квантоворазмерных явлений [3].

Согласно модели сильной связи волновую функцию электрона в кристалле можно построить в виде линейной комбинации амплитуд вероятности его пребывания на соседних атомах. При малой амплитуде туннелирования рассматриваются только ближайшие соседи. Этому соответствует косинусоидальный закон дисперсии  $E(p) = E_0 - H_T \cos(ap/\hbar)$ . Представим туннельный гамильтониан в виде  $H_T = E_0 \exp(-a/L_T)$ , где  $a$  - период решетки,  $L_T$  - туннельная длина,  $\exp(-a/L_T)$  характеризует перекрытие волновых функций электронов на соседях. Ограничиваясь квадратичным разложением получим для эффективной массы электрона  $m^* = (\partial^2 E / \partial p^2)^{-1} = (\hbar/a)^2 E_0^{-1} \exp(-a/L_T)$ . Это позволяет определить зависимость  $E_0 = E_0(L)$ , рассматривая  $L$  как физический размер, ограничивающий длину туннелирования:  $L_T \leq L$ ,  $E_0 = (\hbar/a)^2 m_f^{*-1} \exp(a/L_T)$ , ( $m_f^*$  - эффективная масса  $e^-$  в пленке). Получается, что осязательное (1 эВ и более) изменение  $E_0$  в толстых ( $L > a$ ) пленках при уменьшении их толщины можно ожидать лишь у металлов с малой  $m^*$ , что и является специфическим свойством Вi. Возможность существенного роста  $E_0$  в заведомо неквантоворазмерной области позволяет объяснить значительное снижение работы выхода (на 1-1.5 эВ), наблюдавшееся нами при фотоэмиссионных измерениях толстых пленок висмута. Рассмотрение anomalно большой  $L_T$  в случае Вi оправдывается тем, что длина свободного пробега электронов в висмуте при комнатной температуре достигает 1 мкм.

Возвращаясь к поведению ФЭС спектров в НQ области, где полученные данные указывают на рост эффективной массы примерно втрое, можно также воспользоваться соображениями «туннельной длины» для качественного объяснения этого. Ограничивая  $L_T$  реальным физическим размером (толщиной пленки), мы выводим систему из соответствующего безграничному кристаллу состояния с минимальной энергией. При этом энергия системы растет, а энергия связи уменьшается, и, чтобы достаточно тонкая пленка могла сохранить устойчивость, она должна «перестроиться» так, чтобы равновесное значение  $L_T$  несколько уменьшилось, но вместе с тем,  $m_z$  должна возрасти.

Рациональное объяснение аномалий внешнего фотоэффекта в Вi пленках, основанное на представлениях модели сильной связи, демонстрирует на конкретном примере ее применимость не только к полупроводникам, но и к системам с металлической проводимостью, что делает актуальным исследование скрытых возможностей этой модели для физики металлов и сверхпроводимости. Рассмотрим теперь случай неизменной туннельной длины и проварируем в косинусоидальном законе дисперсии постоянную решетки  $a$ :  $\delta E = (\partial E / \partial a) \delta a = ((E_0/L_T) \exp(-a/L_T) \cos(ap/\hbar) - (pE_0/\hbar) \exp(-a/L_T) \sin(ap/\hbar)) \delta a$ . Далее рассмотрим проводник с малой концентрацией свободных носителей  $p \approx p_f \approx 0$ , и под  $\delta a$  будем подразумевать вторично квантованное фоновое поле:

$$\delta E_{p \rightarrow 0} = \left( \frac{H_T}{L_T} \right) \delta a = \left( \frac{H_T}{L_T} \right) \left( -i \sqrt{\frac{\hbar}{2\rho_0 V \omega_k}} \sum_k (\hat{a}_k^+ - \hat{a}_{-k}) e^{-i(kr + \omega_k t)} \right)$$

Получается, что энергия свободного носителя связана с процессом рождения и уничтожения фона и это по смыслу аналогично известной модели электрон-фононного взаимодействия Фрелиха, используемой в классических БКШ теориях. Роль деформационного потенциала здесь выполняет отношение  $H_T/L_T$ . Причем величина  $H_T$  одновременно является и шириной зоны в модели сильной связи, а следовательно имеется веское основание ожидать, что такое взаимодействие окажется сильным. В отличие от обычного электрон-фононного взаимодействия, когда энергия электрона меняется за счет небольшой вариации решеточного потенциала, здесь имеет место квантовый эффект: изменение условий туннелирования под действием поля фоновой волны. Квантовый эффект может оказаться сильнее классического, т.к. он не подвержен плазменной экранировке. Кроме того, первая вариация решеточного потенциала вблизи состояния равновесия может вообще оказаться порядка нуля в силу требований устойчивости. В заключение найдем условие, отвечающее максимуму такого электрон-фононного взаимодействия, т.е. максимуму «деформационного потенциала»  $H_T/L_T = E_0/L_T \exp(-a/L_T)$ :  $\partial \{ E_0/L_T \exp(-a/L_T) \} / \partial L = -E_0/L_T^2 \exp(-a/L_T) + a E_0/L_T^3 \exp(-a/L_T) = 0$ . Решение этого уравнения показывает, что взаимодействие наиболее сильно, когда  $a = L_T$ . Таким образом в системе должно быть мало свободных частиц ( $p \approx p_f \approx 0$ ) и они должны легко туннелировать со своего узла на соседний. Подобная картина вполне реализуема в ВТСП системах. // Работа выполнена при поддержке ФЦНТП ГК № 40.012.1.1.1357, РФФИ (проект № 04-02-16455) и программы «Сильно коррелированные электроны п/п, металлах, сверхпроводниках и...»

1. А.И.Головашкин, А.Н.Жерихин, Л.Н.Жерихина и др. ЖЭТФ, №7, (2004)

2. В.Н.Буримов, А.Н.Жерихин, В.Л.Попков Квантовая электроника. Т.23. с.73 (1996).

3. А.Н.Жерихин, Г.Ю.Шубный, Л.Н.Жерихина и др. Поверхность. №6, 79-83 (2000).