

ТРАЕКТОРНЫЕ ЭФФЕКТЫ В МИКРОКОНТАКТНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ЭЛЕКТРОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

И.К. Янсон, Н.Н. Грибов, О.И. Шкляревский

Обнаружены новые явления в микроконтактной спектроскопии электрон-фононного взаимодействия, обусловленные тем, что радиус орбиты электрона в магнитном поле сравним с диаметром контакта, а дебройлевская длина волны — с упругой длиной свободного пробега.

В микроконтактах с диаметром $d \sim 10^{-5} - 10^{-6}$ см можно создать электрическое поле большой напряженности ($\sim 10^4$ В/см). Однако в нормальных металлах это не приводит к искривлению траекторий электронов в баллистическом режиме пролета через отверстие или к изменению коэффициента диффузии D в случае короткой упругой длины пробега l_i в виду того, что добавка к энергии, приобретаемая электроном в поле, мала по сравнению с энергией Ферми. Наличие постоянного магнитного поля также практически не сказывается на траектории электронов в области, где осуществляется эффективное взаимодействие с фононами, поскольку $r_H = cp_F / eH$ для реально достижимых полей велико по сравнению с ее линейными размерами $\sim d$. Иная ситуация должна иметь место в полуметаллах и вырожденных полупроводниках, где $r_H \sim d$, а длина волны фермиевских электронов $\lambda_F = \hbar / p_F$ может быть сравнима с диаметром контакта или упругой длиной пробега l_i .

При исследовании микроконтактных спектров сурьмы мы обнаружили, что в чистых контактах интенсивность пиков, обусловленных ЭФВ, сильно зависит от величины и ориентации магнитного поля. В грязных контактах знак второй производной ВАХ изменяется на противоположный и вместо максимумов при характерных фононных энергиях на ней наблюдаются минимумы, интенсивность которых от поля практически не зависит.

Чистые микроконтакты с $l_i, l_e \gg d$ (l_e — неупругая длина пробега электронов) образуются, как правило, в жидком гелии при первых касаниях предварительно очищенных электродов. МК спектр ЭФВ для таких контактов показан на рис. 1, а. Он состоит из максимумов, обусловленных соответственно внутримолиновыми (при $eV \sim 2$ мэВ) и межмолиновыми (7,5 и 17,0 мэВ) переходами электронов с испусканием фононов. В первом приближении энергии 7,5 и 17 мэВ отвечают фононам с волновым вектором ΓX , осуществляющим межмолиновые переходы. Такая простая картина усложнится при учете расщепления дырочной ПФ на 6 подзон. В связи с этим отметим наличие плеч при 4 и 11 мэВ, которые проявляются в магнитном поле (рис. 2, 3).

После многократных касаний в результате низкотемпературного наклепа l_i в области сужения существенно укорачивается. Знак кривизны ВАХ меняется на противоположный и вместо максимумов $d^2 V / dI^2$ наблюдаются минимумы при характерных фононных энергиях (рис. 1, б).

Объясняется это явление следующим образом. В полуметаллах в силу $eV \sim \hbar \omega_{max} \sim \epsilon_F$ значительный вклад в МК спектр обусловлен энергетической зависимостью коэффициента диффузии "горячих" электронов¹. В частности, при $l_i \gtrsim d, l_e \gg d$ это приводит к аномально большой интенсивности пиков, отвечающих многофононным процессам (рис. 1, а).

Действительно, приращение дифференциального сопротивления при изменении eV от нуля до $\hbar \omega_{max}$ имеет порядок d / l_e^2 и не превышает 2 — 3% для наших образцов. Такой же порядок величины должна иметь в баллистическом режиме интенсивность двухфононных пиков по отношению к однофононным³. На самом же деле, как легко видеть из рис. 1, а, относительная интенсивность двухфононных максимумов 2Φ составляет несколько десятков процентов от однофононных

В грязном пределе $l_i \ll d \ll \sqrt{l_i l_e}$ ($l_i \sim 10^{-7}$ см, $l_e \sim 10^{-4}$ см) диффузионный вклад в МК спектр превалирует, длина пробега сравнивается с $\lambda_F (\sim 10^{-7} \div 10^{-6}$ см) и диффузия в значительной мере ограничивается эффектами слабой локализации⁴. При $eV \rightarrow \hbar \omega_{max}$ уменьшается время жизни в данном энергетическом состоянии, локализация разрушается, а проводимость

возрастает. Поскольку $\Lambda_e \sim \sqrt{l_i \cdot l_e} \gg d$ распределение электронов по энергиям имеет ступеньку шириной eV и при смещениях, отвечающих характерным энергиям фононов, рост проводимости убыстряется, что приводит к минимуму $d^2 V/dI^2$. Магнитное поле для грязных контактов (считая $\tau_\varphi \sim \tau_\epsilon \sim 10^{-13}$ с, $D = 1/3 v_F l_i$) меньше характерного значения $H_c = c\hbar/e(D\tau_\varphi)^{-1} \sim 2 \cdot 10^5$ Э, разрушающего локализацию и не влияет на интенсивность экстремумов в спектре.

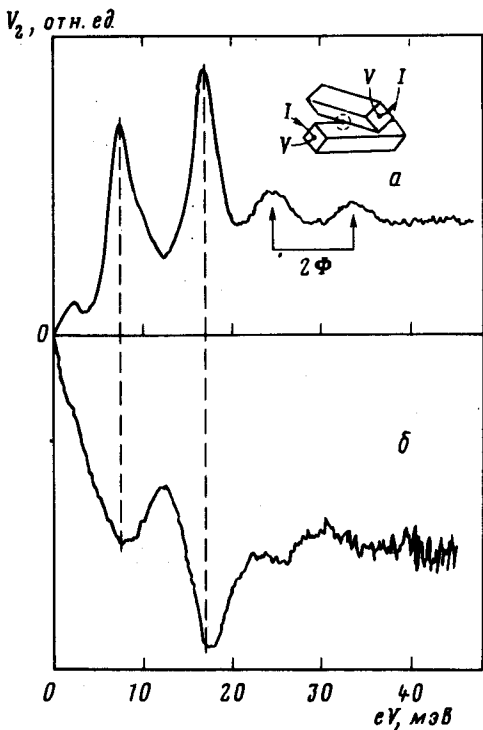


Рис. 1. Микроконтактные спектры сурьмы: *a* – чистый контакт, $R_0 = 0,75$ Ом, $V_{1,0} = 0,85$ мВ, *b* – грязный контакт; $R_0 = 6,1$ Ом, $V_{1,0} = 0,898$ мВ. $V_{1,0}$ – модулирующее напряжение при $V = 0$; V_2 – напряжение второй гармоники, пропорциональное $d^2 V/dI^2$; $T = 4,2$ К; 2Φ – двухфононные пики; $H = 0$

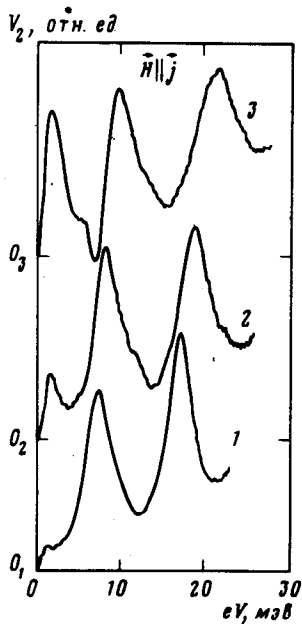


Рис. 2. Зависимость микроконтактных спектров сурьмы от магнитного поля, параллельного оси контакта. $R_0 = 1,65$ Ом, $T = 4,2$ К. Кривые 1, 2, 3 соответствуют магнитным полям 0; 25,7 и 44,1 кЭ, и напряжениям модуляции при $V = 0$: 0,724; 0,769 и 0,859 мВ при постоянной величине модулирующего тока

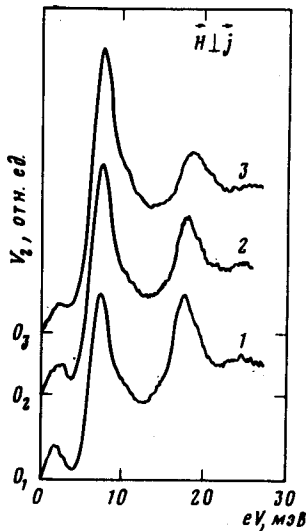


Рис. 3. Зависимость МК спектров сурьмы от магнитного поля, перпендикулярного оси контакта, $R_0 = 3,3$ Ом. Кривые 1, 2, 3 соответствуют магнитным полям 0; 19,4 и 23,3 кЭ и напряжению модуляции $V_{1,0}$ при $V = 0$: 0,863, 0,913 и 1,008 мВ при постоянной величине модулирующего тока, $T = 4,2$ К

На рис. 2 и рис. 3 показано влияние магнитного поля на интенсивность пиков в спектрах сравнительно чистых контактов ($l_i \gg d$) при различной ориентации поля относительно оси контакта. При параллельной ориентации обращает на себя внимание качественно различное поведение пиков, обусловленных внутри- и междолинными переходами (рис. 2), а при перпендикулярной — отсутствие роста интенсивности внутрислоинного пика с полем и рост интенсивности первого междолинного пика (рис. 3). Обратим внимание на обусловленную полем сдвигу положений пиков по оси энергий, сохраняющуюся и при четырехзондовой схеме измерений, а также на уширение линий (см., например, кривую 3 на рис. 2) на величину порядка $\hbar\omega_H$ (ω_H — циклотронная частота).

Как известно, в однородном металле с закрытой ПФ включение слабого поперечного поля в известном смысле эквивалентно укорочению упругой длины пробега электронов. В МКС это приводит к уменьшению интенсивности пиков ЭФВ, обусловленных неупругими процессами (междолинные пики на рис. 2, внутрислоинный и междолинный оптический пик на рис. 3). Однако в неоднородной геометрии микроконтакта магнитное поле способно сыграть и другую роль: увеличить эффективный объем электрон-фононного взаимодействия². Даже в слабых продольных магнитных полях ($r_H > d$) большие группы электронов, соответствующие экстремальным значениям $v_{\parallel} T_H$ (v_{\parallel} — параллельная полю компонента скорости, T_H — циклотронный период), прошедшие сквозь отверстие, собираются вместе на оси контакта (фокусировка по Шарвину⁵). Следовательно, при продольной ориентации поля горячие электроны вблизи контакта (отверстия) не рассредотачиваются в телесном угле 4π на расстоянии $\sim d$, а совершают квазиодномерное движение вдоль поля, что приводит к возрастанию эффективного объема генерации приблизительно в l_{ϵ}/d раз.

Рост интенсивности первого пика междолинных фононов в поперечных полях (рис. 3) трудно объяснить исходя из простых соображений. Заметим также, что описанные выше эффекты качественно воспроизводились на всех исследованных контактах, имевших случайную ориентацию кристаллографических осей. МК спектры не зависели от полярности приложенного напряжения.

В заключение упомянем, что для чистых контактов мы наблюдали шубниковские осцилляции сопротивления, а также следы сверхпроводимости, возникавшей под давлением преимущественно в контактах с геометрией "игла-плоскость" и исчезавшей в магнитном поле порядка нескольких килоэрстед.

Литература

1. Ицкович И.Ф., Шехтер Р.И. ФНТ, 1984, 10, 437.
2. Кулик И.О., Омелянчук А.Н., Шехтер Р.И. ФНТ, 1977, 3, 1543.
3. Кулик И.О., Омелянчук А.Н., Тулузов И.Г. ФНТ, 1984, 10, 929.
4. Alshuier B.L., Aronov A.G. In "Modern Problems in Condensed Matter Science", ed. by A.L.Efros and M.Polak, North-Holland Publ. Co. (1984).
5. Шарвин Ю.В. ЖЭТФ, 1965, 48, 984.