

“ЦИКЛОТРОННАЯ СПЕКТРОСКОПИЯ” ЭЛЕКТРОН–ФОНОННОЙ РЕЛАКСАЦИИ В МИКРОКОНТАКТАХ

В.В. Андриевский, Е.И. Асс, Ю.Ф. Комник

Обнаружен дискретный характер энергетической электрон-фононной релаксации в микроконтактах при больших токах инжекции. Показана возможность спектроскопии неравновесной функции распределения электронов при помощи поперечной фокусировки электронов выделенных энергий.

Инжекция носителей заряда в металл через контакт малого размера является, как известно, уникальным способом создания сильной неравновесности в электрон-фононной системе. Если размер микроконтакта мал (либо сравним) с длиной энергетической релаксации носителей тока, то инжектируемые электроны могут приобрести значительную избыточную энергию, не испытав (или испытав неполную) энергетическую релаксацию на фононах в самом контакте. В этих условиях электрон-фононное рассеяние приводит к частичному возврату инжектируемых носителей обратно в микроконтакт, создавая возвратный ток. Именно эти процессы определяют нелинейную добавку к сопротивлению микроконтакта и лежат в основе метода микроконтактной спектроскопии электрон-фононного взаимодействия¹. Вместе с тем, значительная часть энергизованных электронов, испытав рассеяние на фононах, не попадает в микроконтакт и образует неравновесные потоки электронов, распределение которых также отражает процессы электрон-фононной релаксации в металле.

Такое неравновесное распределение инжектированных электронов можно исследовать при помощи метода поперечной фокусировки электронов (ЭФ) ², основанного на циклотронном характере движения носителей заряда в магнитном поле. На вставке рис. 1 приведена схема "циклотронной спектроскопии". Если в эмиттере Э сформирована неравновесная функция распределения $f(\epsilon)$ электронов, то для того, чтобы сфокусировать в коллекторе К неравновесные электроны заданной энергии необходимо приложить поперечное магнитное поле, величина которого определяется условием $2r_H(\epsilon) = L$, где $r_H(\epsilon)$ — циклотронный радиус электронов с энергией ϵ , L — расстояние между эмиттером и коллектором. И, следовательно, зависимость потенциала на коллекторе от магнитного поля будет непосредственно отражать распределение неравновесных электронов по энергии. Для этого необходимо выполнение двух условий: 1) релаксация носителей на траектории должна быть относительно слабой; 2) релаксация в самом эмиттере, формирующая "фононную структуру" неравновесной функции распределения электронов, должна отчетливо проявляться. Указанную ситуацию удается реализовать: массивный висмут является чистым, в то время как эмиттер представляет собой дефектную область диаметром $d \sim 10^{-3} \div 10^{-4}$ см с малой длиной упругого рассеяния $l_i \sim 10^{-5}$ см ³, в которой длина энергетической релаксации $\Lambda(\epsilon) = \sqrt{l_i \cdot l_{eph}}$ на $1,5 \div 2$ порядка меньше, чем длина электрон-фононной релаксации l_{eph} в чистом висмуте.

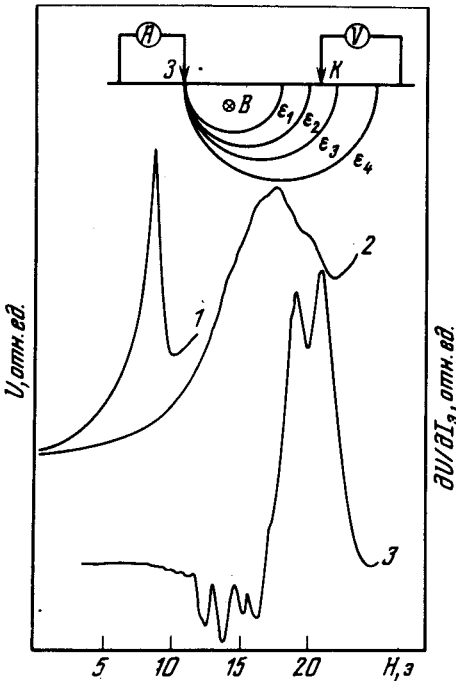


Рис. 1

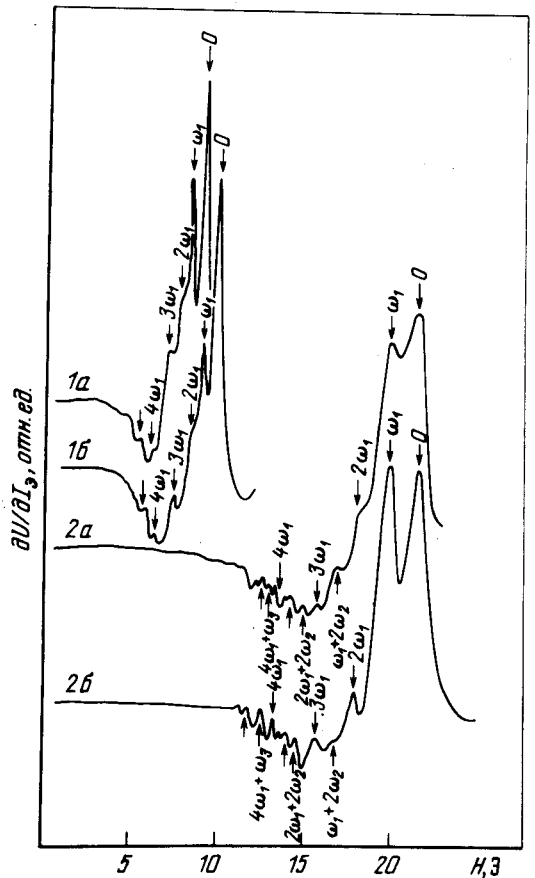


Рис. 2

Рис. 1. Сигнал ЭФ при двух значениях тока инжекции (1, 2) и производная сигнала по эмиттерному току как функция магнитного поля (3)

Рис. 2. Циклотронные спектры для двух пар экспериментов близкой геометрии (1а, б — $L \approx 200$ мкм и 2а, б — $L \approx 75$ мкм)

Отметим, что возможность выполнения первого условия для электронов с энергией, заметно превышающей фермиевскую, может показаться проблематичной, поскольку частота релаксации τ^{-1} быстро растет с ростом энергии электронов ⁴. Однако, как следует из ⁴, этот рост существенно замедляется при энергиях возбуждения $\Delta\epsilon \sim 1$ мэВ, а при переходе к большим энергиям электрон-фононное рассеяние должно резко уменьшиться. Минимальное время релаксации, полученное в ⁴, приводит к длинам свободного пробега $l \sim 5 \cdot 10^{-3}$ см, приемлемым для наблюдения ЭФ. Результаты, представленные в ⁵, свидетельствуют о том, что сигнал фокусировки при $L \sim 10^{-2}$ см в области больших токов инжекции формируется энергизованными электронами.

На рис. 1 представлены зависимости потенциала на коллекторе от магнитного поля при малых величинах постоянного эмиттерного тока $I_3 \approx 1$ мА (кривая 1) и очень больших его значениях $I_3 \approx 200$ мА (2). Обращает на себя внимание проявление на кривой 2 характерной воспроизводимой структуры. Наиболее четко эту структуру удается проследить при записи производной коллекторного напряжения по эмиттерному току $\partial U / \partial I_3$ в зависимости от магнитного поля (кривая 3). На рис. 2 представлены подобные экспериментальные кривые для ряда исследованных контактов при величине тока $I_3 \approx 200$ мА ¹⁾.

Можно сопоставить значения поля H_n , отвечающим сериям особенностей на кривых $\frac{\partial U}{\partial I_3}(H)$, энергии ϵ_n согласно соотношению

$$\epsilon_n = \frac{(eH)^2}{2c^2 m} \left(\frac{L}{2} \right)^2,$$

следующему из условия фокусировки $2r \frac{(n)}{H} = L$. Сравним характерные интервалы энергий между особенностями с энергиями релаксационных фононов кратных и комбинационных частот. В висмуте имеются релаксационные фононы, отвечающие рассеянию на оптических колебаниях $\hbar\omega_1 = 12,4$ мэВ; $\hbar\omega_2 = 9,2$ мэВ ⁶ и междолинных акустических $\hbar\omega_3 = 4,1$ мэВ ⁷. Чтобы провести сопоставление, удобно исключить геометрические параметры эксперимента, перейдя к нормированным величинам: $(H_n / H_0^*)^2 = (\epsilon_n / \epsilon_F)$. Поле H_0^* отвечает условию фокусировки электронов с фермиевской энергией. При использовании больших величин тока инжекции значение H_0^* может отличаться от H_0 в области малых токов благодаря заметному вкладу собственного магнитного поля тока инжекции. Поэтому величина H_0^* так же, как и значение максимальной избыточной энергии $\epsilon_n^{max} - \epsilon_F$ определялись так, чтобы положение наиболее высокоэнергетической особенности, отмеченной цифрой "0" на рис. 2, совпадало с экспериментальным и разность между ϵ_n^{max} и ϵ_{n-1} составляла $\hbar\omega_1 = 12$ мэВ. (Отметим, что для всех исследованных контактов при $I_3 \approx 200$ мА величина $\epsilon_n^{max} - \epsilon_F \approx 53 \div 60$ мэВ $\approx (2,5 \div 3) \epsilon_F$). После этого можно вычислить значения магнитного поля, соответствующие энергиям, отличающимся от максимальной на величину кратных и комбинационных частот фононов. Эти значения отмечены на рис. 2 стрелками. Указаны лишь некоторые комбинационные частоты. Видно хорошее соответствие полученных значений H_n наблюдаемым особенностям, что позволяет утверждать о наблюдении фононной структуры на "спектре" циклотронной фокусировки. О характере воспроизводимости обнаруженного эффекта можно судить по рис. 2, на котором представлены циклотронные спектры, полученные в двух парах экспериментов близкой геометрии.

Наблюдаемый эффект не может быть связан с энергетической релаксацией вдоль траектории, поскольку при избыточных энергиях электронов, в несколько раз превосходящих дебаевскую энергию в висмуте, величина $l(\epsilon)$ является плавной функцией энергии и не имеет особенностей на характерных фононных частотах. Поэтому вклад релаксации на траектории мо-

¹⁾ Расщепление линии ЭФ, соответствующее двум крайним справа пикам на кривой 3 рис. 2, отмечалось в докторской диссертации В.С.Доя (Черноголовка, ИФТ АН СССР, 1978), где в качестве возможного объяснения было указано на роль фононной релаксации электронов.

жет приводить к общему понижению амплитуды сигнала фокусировки. Таким образом, структура на циклотронном спектре связана с дискретным характером энергетической релаксации электронов в эмиттере, приводящей к резкой зависимости от энергии числа инжектированных электронов.

В заключение отметим, что обнаруженный эффект демонстрирует возможность изучения энергетической структуры релаксирующего на фонах распределения инжектированных электронов. Такая спектроскопия основана на идее пространственного разделения неравновесных электронов различной энергии, происходящего при поперечной фокусировке.

Авторы благодарны Р.И.Шехтеру за обсуждение результатов работы.

Литература

1. Янсон И.К. ФНТ, 1983, 9, 676.
2. Цой В.С. Письма в ЖЭТФ, 1974, 19, 114.
3. Асс Е.И., Грибов Н.Н. ФНТ, 1987, 13, 657.
4. Хайкин С.С., Черемисин С.М., Эдельман В.С. ЖЭТФ, 1971, 61, 1112.
5. Андриевский В.В., Асс Е.И., Комник Ю.Ф. Препринт 34-87 ФТИНТ АН УССР, Харьков, 1987.
6. Yarnell J.L. et al. IBM J. Res. Dev., 1964, 8, 234.
7. Lopez A.A. Phys. Rev., 1968, 175, 823.

Физико-технический институт низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
7 августа 1987 г.