Физика низких температур, 1997, т. 23, № 3, с. 307–312

Изучение поверхностной энергетической релаксации электронов проводимости в висмуте методом поперечной электронной фокусировки

В. В. Андриевский, Ю. Ф. Комник, С. В. Рожок

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: komnik@ilt.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 24 июля 1996 г.

Из анализа положения первой и второй линий поперечной электронной фокусировки на шкале магнитных полей определена величина потери избыточной энергии электронов проводимости в висмуте в результате столкновения с границей кристалла при нормальном падении, а также вид функциональной зависимости этой величины от значения начальной избыточной энергии. Обнаружено, что, начиная с относительно малых значений избыточной энергии (~ 3 мэВ), наблюдается заметное уменьшение энергии при отражении электронов от границы.

Із аналізу положення першої та другої ліній поперечного електронного фокусування на шкалі магнітних полів визначено величину втрати надмірної енергії електронів провідності у вісмуті внаслідок зіткнення з межою кристала при нормальному падінні, а також від функціональної залежності цієї величини від значення начальної надмірної енергії. Виявлено, що, починаючи з відносно малих значень надмірної енергії (~ 3 меВ), спостерігається помітне зменшення енергії при відбитті електронів від межі.

PACS: 73.23.Ad, 73.40.Jn

Введение

Метод фокусировки электронов проводимости в металлах с помощью поперечного магнитного поля [1] ранее использовался для изучения характера взаимодействия с поверхностью электронов очень низкой энергии возбуждения [2]. Метод позволяет получать информацию о вероятности зеркального [3] или междолинного [4,5] поверхностного отражения электронов, нормально падающих на границу кристалла, а также о вероятности андреевского отражения квазичастиц границей нормальный металл—сверхпроводник [6,7]. Эту информацию можно получить из отношения амплитуд первых двух линий электронной фокусировки (ЭФ) при малой степени неравновесности носителей.

В настоящей работе показано, что методом ЭФ в висмуте в случае заметной избыточной энергии инжектируемых в кристалл электронов из положения первых двух линий ЭФ можно определить величину и характер потери части избыточной энергии в результате взаимодействия с поверхностью нормально падающих электронов.

Метод электронной фокусировки

Для реализации метода поперечной электронной фокусировки на поверхности монокристалла устанавливают два микроконтакта, расстояние между которыми L меньше длины свободного пробега электронов в металле. Через один из микроконтактов (эмиттер) и удаленный периферийный контакт пропускают ток. Эмиттер служит для инжекции электронов в металл. Измеряемой величиной является потенциал U_c на втором микроконтакте (коллекторе) относительно другой удаленной периферийной точки. Магнитное поле H ориентировано в плоскости поверхности металла перпендикулярно линии, соединяющей микроконтакты. В магнитном поле электроны, вылетевшие из эмиттера, движутся по баллистическим (циклотронным) траекториям; часть из них достигают коллектора, создавая на нем потенциал. При изменении величины магнитного поля потенциал U_c характеризует число электронов, вылетевших под различными углами из эмиттера и достигших коллектора. Максимальный сигнал (первая линия ЭФ) возникает в магнитном поле H_0^{I}, в котором коллектора достигают электроны, принадлежащие

© В. В. Андриевский, Ю. Ф. Комник, С. В. Рожок, 1997

экстремальному диаметру поверхности Ферми. Поле H_0^{I} при малой энергии возбуждения электронов определяется выражением

$$H_0^{\mathrm{I}} = \frac{2cp_{zF}}{eL}, \qquad (1)$$

p_{zF} — компонента фермиевского импульса, ось z направлена по нормали к поверхности.

При использовании метода ЭФ инжектируемые в металл электроны имеют некоторую избыточную (по отношению к фермиевской энергии ε_F) энергию $\delta\varepsilon$, обусловленную приложенным к микроконтакту напряжением V. Поскольку инжектируемые электроны имеют энергию $\varepsilon_F + \delta\varepsilon$, то p_z относится к изоэнергетической поверхности $\varepsilon_F + \delta\varepsilon$, а соответственно поле $H^{\mathrm{I}} > H_0^{\mathrm{I}}$:

$$H^{\mathrm{I}} = \frac{2cp_z}{eL}, \qquad (2)$$

$$p_z = p_{zF}\left(1 + \frac{\delta\varepsilon}{\varepsilon_F}\right)^{1/2}. \qquad (3)$$

Вторая линия ЭФ формируется электронами, испытавшими на баллистической траектории однократное отражение от поверхности. Максимальный сигнал для второй линии ЭФ возникает в магнитном поле H^{II}, в котором коллектора достигают электроны после взаимодействия с поверхностью при нормальном падении на нее. В отсутствие энергетических потерь при отражении от поверхности для таких электронов должно точно выполняться соотношение

$$H^{\mathrm{II}} = 2H^{\mathrm{I}}. \qquad (4)$$

Отношение амплитуды второй линии к амплитуде первой линии ЭФ определяется коэффициентом зеркальности поверхностного отражения q, который характеризует вероятность сохранения тангенциальных компонент квазиимпульса электрона при отражении от поверхности. Взаимодействие электрона с поверхностью при $q = 1$ и сохранении абсолютного значения нормальной компоненты при изменении его знака на обратный принято считать полностью упругим.

Методика

Для изучения положения и амплитуд первой и второй линий ЭФ в висмуте при различной избыточной энергии электронов в настоящей работе применяли стандартную схему электронной фокусировки поперечным магнитным полем [1]. В качестве эмиттера и коллектора использовались заостренные медные проволочки, которые устанавливались на тригональной грани монокристалла висмута на расстоянии $L \sim 0{,}2$ мм друг от друга. Микроприварка проволочек осуществлялась от батареи постоянного напряжения 100 В через балластное сопротивление 1 МОм непосредственно в жидком гелии. Диаметр контактов d оценивался по формуле Векслера [8] ($d \sim 5$ мкм для сопротивления микроконтактов $\simeq 1$ Ом). Малость отношения d/L обеспечивала высокую остроту линий ЭФ [9]. Магнитное поле создавалось катушками Гельмгольца. Это обеспечивало высокую однородность и плавность вводимого поля. Ориентация линии контактов, кристаллографических осей и магнитного поля соответствовала стандартной записи линии ЭФ: $\boldsymbol{n} \parallel C_3$, $\mathbf{L} \parallel C_2$, $\mathbf{H} \perp \mathbf{L}$. Записи кривых ЭФ выполнены при гелиевых температурах в интервале 1,5–4,2 К; температурный режим создавался откачкой паров гелия.

В ряде экспериментов производилась запись зависимостей как потенциала на коллекторе $U_c(H)$, так и производной потенциала по эмиттерному току $dU_c/dI_e(H)$ с помощью модуляции эмиттерного тока переменным током малой амплитуды (~ 0,5 мА) и регистрации сигнала на коллекторе на частоте модуляции. Зависимости $dU_c/dI_e(H)$ обладают тем преимуществом, что экстремумы на них выражены резче, чем на $U_c(H)$. Сдвиг экстремумов первой и второй линий ЭФ на $dU_c/dI_e(H)$ относительно $U_c(H)$ может быть легко учтен.

Результаты экспериментов

Мы обнаружили, что с ростом избыточной энергии инжектируемых электронов в висмуте соотношение (4) не выполняется. На рис. 1 для одного из экспериментов показаны зависимости величин магнитного поля для первой (H^{I}) и второй (H^{II}) линий ЭФ от приложенного на эмиттере напряжения V (кривые *1*, *2*). Это напряжение, казалось бы, должно обеспечить появление избыточной энергии электронов eV. Пунктирные линии показывают ожидаемые изменения величин магнитных полей H^{I} и H^{II} в зависимости от eV в соответствии с условием фокусировки (2) и соотношением (4).

Однако указанные соотношения не выполняются. Во-первых, экспериментальные кривые $H^{\mathrm{I}}(eV)$ и $H^{\mathrm{II}}(eV)$ лежат ниже расчетных. Во-вторых, экспериментальная кривая *2* для второй линии расположена ниже кривой *5*, построенной согласно соотношению (4) по экспериментальным данным для первой линии. Существует фактор, способный

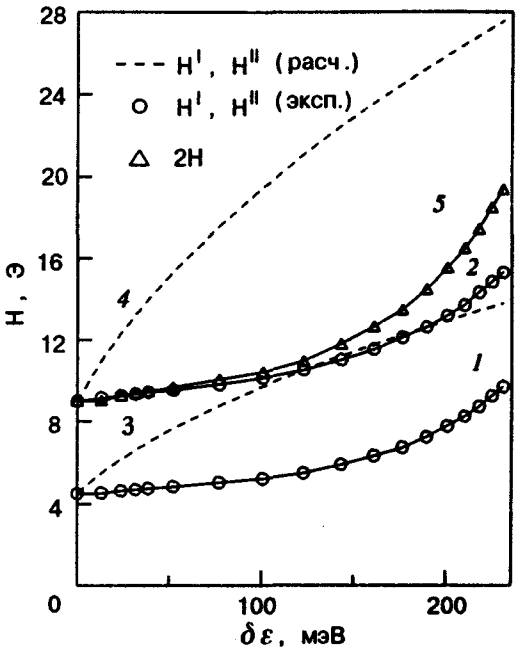

Рис. 1. Изменение положения максимумов первой (*1*) и второй (*2*) линий ЭФ на шкале магнитных полей в зависимости от избыточной энергии электронов, определяемой приложенным к эмиттерному микроконтакту напряжением. Кривые *3* и *4* — расчетные зависимости согласно (2), (4). Кривая *5* соответствует ожидаемому изменению положения второй линии при выполнении соотношения (4) относительно экспериментально наблюдаемой зависимости для первой линии.

привести к изменению положения линий ЭФ на шкале магнитных полей при протекании сильных токов через эмиттер, — собственное магнитное поле тока в области его максимальной концентрации, а именно, в микроконтакте. Оно имеет максимальную величину по периметру микроконтакта и быстро спадает при удалении от эмиттера в плоскости внешней границы металла. Ток в эмиттере практически не создает магнитное поле в глубине металла. Таким образом, магнитное поле тока в эмиттере может оказать влияние на траектории электронов на стартовом участке, т.е. в области эмиттера, и не влияет на баллистическое движение в глубине металла. Мы установили, что регистрируемый сдвиг первой линии ЭФ в сторону бо́льших магнитных полей появляется при значении тока ≥ 50 мА. Заметим, что собственное магнитное поле тока в эмиттере должно приводить к одновременному однонаправленному сдвигу как первой, так и второй линий ЭФ, т.е. не может служить причиной уменьшения расстояния между ними. Чтобы исключить возможное влияние собственного магнитного поля тока, мы ограничились анализом положения первой и второй линий ЭФ при токах менее 50 мА.

Первая особенность на рис. 1 — отклонение зависимостей $H^{\mathrm{I}}(eV)$ от расчетной кривой согласно (2) — отмечена нами ранее в работах [10, 11]. Наиболее вероятное объяснение этого отклонения состоит в том, что истинная избыточная энергия инжектированных электронов меньше eV, что обусловлено, по-видимому, релаксационным процессом, происходящим в области эмиттера [11]. Истинные значения избыточной энергии инжектированных электронов $\delta\varepsilon$ можно определить из сравнения расчетной и экспериментальной зависимостей при заданных значениях магнитного поля. Истинную избыточную энергию электронов можно найти аналитически. Поскольку, согласно (1), (2),

$$\frac{H^{\mathrm{I}}}{H_0} = \frac{p_z}{p_{zF}} ,$$

а p_z определяется формулой (3), получаем зависимость истинной избыточной энергии $\delta\varepsilon_1$ от положения первой линии ЭФ для неравновесных электронов H^{I} по отношению к H_0:

$$\delta\varepsilon_1 = \varepsilon_F \left[\left(\frac{H^{\mathrm{I}}}{H_0} \right)^2 - 1 \right] . \qquad (5)$$

Вторая особенность на рис. 1 — отклонение зависимостей $H^{\mathrm{II}}(eV)$ от соотношения (4) относительно экспериментальной кривой для первой линии — свидетельствует о потере части избыточной энергии электронов при взаимодействии с поверхностью. Если учесть, что первую часть баллистической траектории до столкновения с поверхностью электрон пролетает с избыточной энергией $\delta\varepsilon_1$, а вторую часть (до попадания в коллектор) — с избыточной энергией $\delta\varepsilon_2$, то можно получить соотношение для определения $\delta\varepsilon_2$. Действительно, представив $L = L_1 + L_2$, получаем

$$L = \frac{2c}{eH^{\mathrm{II}}} (p_{z1} + p_{z2}) , \qquad (6)$$

где p_{z1} относится к энергии $\varepsilon_F + \delta\varepsilon_1$, а p_{z2} — к энергии $\varepsilon_F + \delta\varepsilon_2$. Используя для p_{z1} и p_{z2} соотношение (3), а также (1), находим

$$\delta\varepsilon_2 = \varepsilon_F \left[\left(\frac{H^{\mathrm{II}} - H^{\mathrm{I}}}{H_0} \right)^2 - 1 \right] . \qquad (7)$$

На рис. 2 приведены зависимости отношений $\delta\varepsilon_2/\delta\varepsilon_1$ от $\delta\varepsilon_1$ в области изменения значений начальной избыточной энергии до ~ 50 мэВ, по-

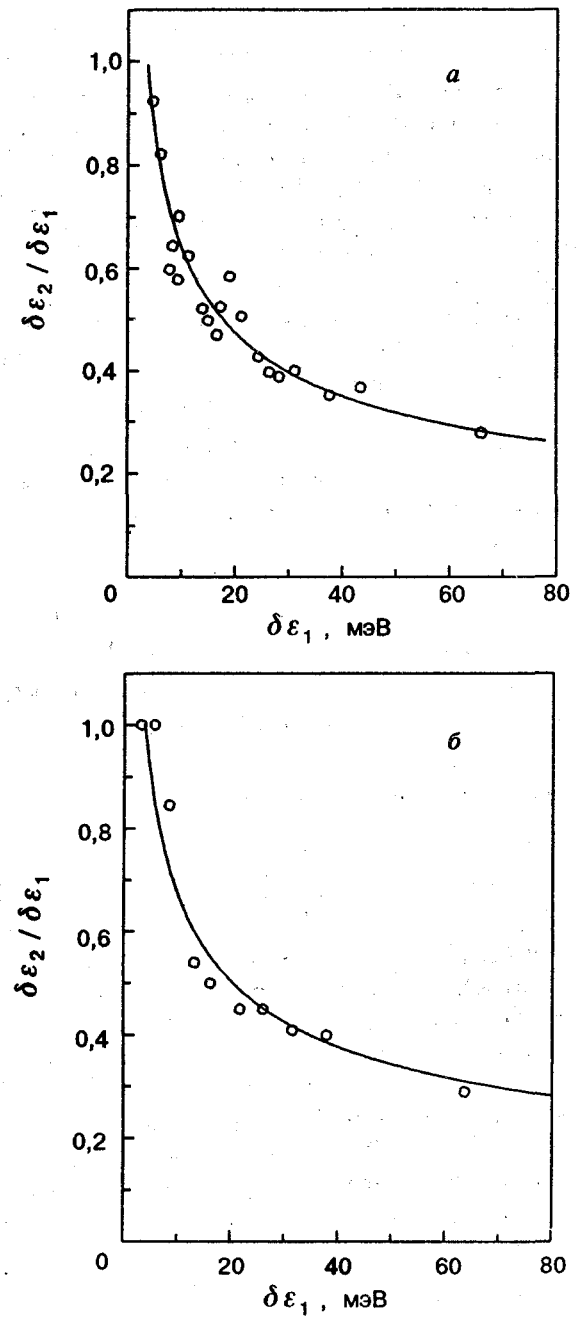

Рис. 2. Отношение избыточной энергии электронов после столкновения с поверхностью $\delta\varepsilon_2$ к начальной избыточной энергии $\delta\varepsilon_1$ в зависимости от $\delta\varepsilon_1$. Данные получены из записи сигнала ЭФ $U_c(H)$ (*а*) и $dU_c/dI_e(H)$ (*б*).

строенные с использованием записей $U_c(H)$ (*а*) и производной $dU_c/dI_e(H)$ (*б*). Эти кривые практически совпадают. Видно, что уже при малых величинах $\delta\varepsilon_1 \sim 3$–4 мэВ наблюдается резкое уменьшение значений избыточной энергии электронов в результате взаимодействия с поверхностью. Полу-

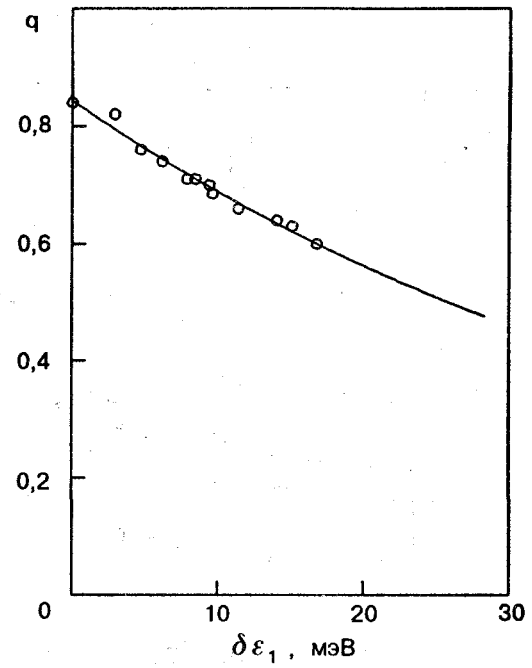

Рис. 3. Изменение коэффициента зеркальности отражения q нормально падающих электронов на границу кристалла Bi в зависимости от избыточной энергии электронов.

ченные экспериментальные зависимости аналитически описываются функцией вида

$$\delta\varepsilon_2 = A\,\delta\varepsilon_1^k\,, \qquad (8)$$

где $k \simeq 1/2$. При $\delta\varepsilon_1 \approx \varepsilon_F$ величина избыточной энергии электронов после взаимодействия с поверхностью $\delta\varepsilon_2$ уменьшается до $\sim (0{,}25-0{,}30)\delta\varepsilon_1$. Приведенные на рис. 2 кривые описывают изменение интенсивности некоторого неупругого процесса, который имеет место при столкновении электронов с поверхностью при нормальном их падении. Вероятность неупругого взаимодействия электронов с поверхностью можно охарактеризовать величиной разности $1 - \delta\varepsilon_2/\delta\varepsilon_1$ в зависимости от $\delta\varepsilon_1$.

Коэффициент зеркальности поверхностного отражения, найденный из отношения амплитуд второй и первой линий ЭФ, убывает с ростом избыточной энергии электронов (рис. 3), однако это уменьшение не является столь резким и сильным, как потеря энергии электронов (ср. с рис. 2). Наблюдается несколько необычная картина: процесс взаимодействия с поверхностью нормально падающих электронов приобретает заметную неупругость уже при малых значениях избыточной энергии, однако при этом сохраняется относительно высокий коэффициент зеркальности отражения. Можно высказать предположение, что нормально

падающие на поверхность висмута электроны отражаются от поверхностного потенциала, а для такого процесса, по-видимому, не является обязательным появление тангенциальных компонент квазиимпульса.

Обсуждение

Наиболее вероятным объяснением резкого уменьшения отношения $\delta\varepsilon_2/\delta\varepsilon_1$, начиная с относительно малых величин начальной избыточной энергии $\delta\varepsilon_1$, является возбуждение колебательного процесса в кристалле, сопровождающего отражение электронов от поверхности. В работе [12] впервые показана возможность исследования неупругих процессов поверхностного рассеяния электронов методом электронной фокусировки и найдена связь между измеряемым сигналом (производной потенциала на коллекторе по эмиттерному напряжению) и соответствующей функцией, характеризующей взаимодействие электронов с поверхностными колебаниями.

Взаимодействие электронов с поверхностью при падении, близком к нормальному, может приводить, по-видимому, к возбуждению поверхностной упругой волны, в которой смещение атомов лежит в плоскости нормальной к поверхности (типа рэлеевской волны). Характеристики таких колебаний для висмута нам не известны. Для оценки возможных граничных частот поверхностных фононов следует обратиться к известным сведениям об объемных фононах в висмуте, в первую очередь о фононах с поперечной поляризацией. Объемные поперечные акустические фононы в висмуте, распространяющиеся в направлении тригональной оси, характеризуются граничной энергией 4,8 мэВ, а продольные акустические фононы — энергией 7,5 мэВ; энергия оптических поперечных фононов лежит в полосе 9,2–12,6 мэВ, а оптических продольных — 12,6–13,5 мэВ [13]. В направлении бинарной оси существуют лишь продольные фононы. Согласно результатам изучения фононного спектра висмута с помощью рассеяния медленных нейтронов [14], оптические поперечные фононы не дают явно выраженного пика в функцию распределения плотности фононов.

В работе [15] впервые показано, что поверхностные волны отвечают дискретным частотам, меньшим граничных частот для объемных волн. Для висмута эти частоты должны быть меньше приведенных выше значений для объемных поперечных фононов. Из приведенных на рис. 2 экспериментальных данных следует, что существует некоторое пороговое значение $\delta\varepsilon_1$, начиная с

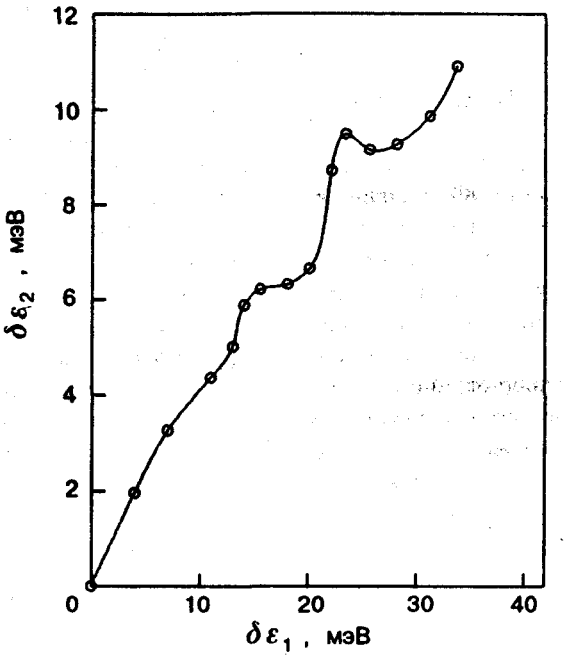

Рис. 4. Зависимость $\delta\varepsilon_2$ от $\delta\varepsilon_1$.

которого проявляется процесс потери энергии электронов при отражении от поверхности, но найти точное значение этой величины затруднительно. Аналитическое описание зависимостей, приведенных на рис. 2, дает значение ~ 3–5 мэВ для отношения $\delta\varepsilon_2/\delta\varepsilon_1 = 1$. Аналогичный результат следует из построения зависимости $\delta\varepsilon_1 - \delta\varepsilon_2$ от $\delta\varepsilon_1$. Полученные прямые пересекают ось абсцисс при $\delta\varepsilon_1 \sim 4$ мэВ. Заметим, что эти оценки имеют весьма приближенный характер.

Следует отметить еще один результат, полученный при анализе экспериментальных данных. Поведение избыточной энергии электронов после соударения с поверхностью $\delta\varepsilon_2$ в зависимости от $\delta\varepsilon_1$ характеризуется воспроизводимыми немонотонностями (рис. 4). На приведенной кривой видны небольшие провалы при значениях энергии ~ 18 и ~ 25 мэВ. Следовательно, наряду с возбуждением поверхностных колебаний при взаимодействии неравновесных электронов с поверхностью или при их движении в объеме кристалла имеет место еще один релаксационный процесс с потерей указанных характерных величин энергии. Мы полагаем, что этот процесс связан с возбуждением плазмонных колебаний. Согласно [16], частоты возбуждения плазмонов в висмуте соответствуют следующим значениям энергии: 19,6 мэВ при поляризации перпендикулярно тригональной оси C_3; 23,2 мэВ при поляризации вдоль C_3. Указанные выше характерные энергии

провалов на зависимости $\delta\varepsilon_2(\delta\varepsilon_1)$ близки к этим величинам.

Заключение

Анализ относительного положения первых двух линий ЭФ на шкале магнитных полей при изменении избыточной энергии электронов в висмуте открыл новые возможности метода поперечной фокусировки, а именно: с его помощью оказалось возможным обнаружить и определить характер уменьшения избыточной энергии электронов при столкновении с поверхностью. Такой процесс начинается при весьма малых значениях избыточной энергии электронов (~ 3–5 мэВ) и сопровождается, по-видимому, возбуждением поверхностных волн.

1. В. С. Цой, *Письма в ЖЭТФ* 19, 114 (1974).
2. V. S. Tsoi, J. Bass, and P. Wyder, *Adv. Phys.* 41, 365 (1992).
3. В. С. Цой, *ЖЭТФ* 68, 1849 (1975).
4. В. С. Цой, Ю. А. Колесниченко, *ЖЭТФ* 78, 2041 (1980).
5. В. В. Андриевский, Е. И. Асс, Ю. Ф. Комник, *ФНТ* 11, 1148 (1985).
6. С. И. Божко, В. С. Цой, С. Е. Яковлев, *Письма в ЖЭТФ* 36, 123 (1982).
7. В. С. Цой, Н. П. Цой, С. Е. Яковлев, *ЖЭТФ* 95, 921 (1989).
8. G. Wexler, *Proc. Phys. Soc.* 89, 927 (1966).
9. Ю. А. Колесниченко, *ФНТ* 18, 1059 (1992).
10. Ю. Ф. Комник, В. В. Андриевский, С. В. Рожок, *ФНТ* 22, 1406 (1996).
11. В. В. Андриевский, Ю. Ф. Комник, С. В. Рожок, *ФНТ* 22, 1418 (1996).
12. Ю. А. Колесниченко, Р. И. Шехтер, *ФНТ* 15, 959 (1989).
13. J. L. Yarnell, J. L. Warren, R. G. Wenzel, and S. H. Koenig, *IBM Res. Develop.* 8, 234 (1964).
14. Б. А. Котов, Н. М. Окунева, Э. Л. Плаченова, *ФТТ* 11, 2003 (1969).
15. И. М. Лифшиц, Л. Н. Розенцвейг, *ЖЭТФ* 18, 1012 (1948).
16. В. С. Эдельман, *УФН* 123, 257 (1977).

Transverse electron focusing study into surface energy relaxation of conduction electrons in bismuth

V. V. Andrievskii, Yu. F. Komnik, and S. V. Rozhok

The positions of the first and the second lines of transverse electron focusing on the magnetic field scale are considered, and the magnitude of excess energy loss of conduction electrons in bismuth due to collisions against the crystal boundary under normal incidence is estimated. Besides, the relation between this quantity and the initial excess energy is determined. It is found that beginning with relatively small values of the excess energy (~ 3 meV), the energy decreases appreciably during its reflection from the boundary.