Физика низких температур, 1995, т. 21, № 10, с. 1049–1056 УДК 539.292

Электронная фокусировка в слоистых проводниках

Ю. А. Колесниченко,* Тесгера Бедасса,** В. И. Гришаев*

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

** *Харьковский государственный университет, Украина, 310077, г. Харьков, пл. Свободы, 4.*

Статья поступила в редакцию 3 марта 1995 г.

Теоретически исследованы эффекты электронной фокусировки (ЭФ) в слоистом металле, ферми-поверхность которого представляет собой слабо гофрированный цилиндр. Предсказаны особенности в зависимости сигнала на измерительном контакте от магнитного поля, отсутствующие в изотропных проводниках. Показано, что форма линий продольной и поперечной ЭФ чрезвычайно чувствительна к соотношению между диаметром микроконтакта и малым размером электронной траектории в перпендикулярном слоям направлении.

Теоретично досліджено ефекти електронного фокусування (ЕФ) в шаруватому металі, фермі-поверхня якого являє собою слабко гофрирований циліндр. Передбачено особливості в залежності сигналу на вимірювальному контакті від магнітного поля, відсутні у ізотропних провідниках. Показано, що форма ліній поздовжньої і поперечної ЕФ надзвичайно чутлива до співвідношення між діаметром мікроконтакту і малим розміром електронної траєкторії у перпендикулярному до шарів напряму.

Успехи, достигнутые в получении чистых монокристаллов слоистых проводников, позволили наблюдать на них ряд эффектов, обнаруженных ранее в обычных металлах (например, эффекты Шубникова—де Гааза и де Гааза—ван Альфена [1–3]). Недавние эксперименты продемонстрировали возможность создания точечных контактов между такими кристаллами и применения метода микроконтактной спектроскопии для изучения в них электрон-фонного взаимодействия [4–6]. Несомненно перспективной представляется также реализация в слоистых проводниках другого метода, использующего микроконтакты, — электронной фокусировки (ЭФ) [7,8], являющейся эффективным источником получения информации об энергетическом спектре и процессах релаксации носителей заряда.

В настоящей работе теоретически проанализирована ЭФ магнитным полем в проводнике с металлическим типом электропроводности, поверхность Ферми (ПФ) которого $\varepsilon_{\mathbf{p}} = \varepsilon_F$ (ε_F — энергия Ферми) представляет собой слабо гофрированный цилиндр:

$$\varepsilon_{\mathbf{p}} = \varepsilon_0(\mathbf{p}_{\|}) + \varepsilon_1(\mathbf{p}_{\|}) \cos(\pi p_{\perp} b), \qquad (1)$$

где $\mathbf{p}_{\|}$ и $p_{\perp}$ — параллельная и перпендикулярная слоям компоненты квазиимпульса $\mathbf{p}$ электрона. Такая модель, учитывая существенное различие характерных скоростей вдоль и перпендикулярно оси ПФ, качественно описывает экспериментально наблюдаемую анизотропию проводящих свойств органических слоистых металлов.

Уже в первых экспериментальных [7,8] и теоретических [9,10] работах было отмечено, что, являясь по своей природе баллистическим эффектом, ЭФ чрезвычайно чувствительна к закону дисперсии носителей заряда, и возможно существование экстремумов сигнала, обусловленных электронами, принадлежащими открытым сечениям ПФ [10,11]. Особенностью настоящего рассмотрения является учет квазидвумерности электронного энергетического спектра, приводящий к существенному отличию амплитуды и формы линий ЭФ от случая металла со слабо анизотропными проводящими свойствами. Это отличие связано, в частности, с малым смещением электронов в перпендикулярном слоям направлении за время движения с одного на другой микроконтакт, и, как следствие, с зависимостью сигнала ЭФ от соотношения между величиной указанного смещения и диаметрами контактов.

Рассмотрим стандартную геометрию экспериментов по наблюдению ЭФ, когда на одной или противоположных поверхностях пластины установлены токоподводящий (эмиттер E) и измерительный (коллектор C) микроконтакты, а исследуемой величиной является определяемая вольтметром разность электрохимических потенциалов между коллектором и периферийной точкой образца в зависимости от величины и направления магнитного поля $\mathbf{H}$. Как показано в работе [12], если в металле существует неравновесное

© Ю. А. Колесниченко, Тесгера Бедасса, В. И. Гришаев, 1995

электронное состояние, характеризующееся функцией распределения

$$f_{\mathrm{p}}(\mathrm{r}) = f_0(\varepsilon_{\mathrm{p}}) - e\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_{\mathrm{p}}}\left[\chi_{\mathrm{p}} - \Phi(\mathrm{r})\right], \qquad (2)$$

$$\chi(\mathrm{r} \to \infty) \to 0, \quad \Phi(\mathrm{r} \to \infty, z > 0) \to 0,$$

то эдс, измеряемая с помощью помещенного в точку L микроконтакта (диаметром d значительно меньше длины свободного пробега l), равна

$$U(\mathrm{L}) = \frac{\langle v_n \chi_{\mathrm{p}}(\mathrm{L})\,\theta(-v_n)\rangle}{\langle v_n\,\theta(-v_n)\rangle}; \qquad (3)$$

$$\langle \ldots \rangle = -\int d^3\mathrm{p}\,\frac{\partial f_0}{\partial \varepsilon_{\mathrm{p}}} \ldots,$$

где $f_0(\varepsilon_{\mathrm{p}})$ — фермиевская функция; v_n — перпендикулярная плоскости отверстия коллектора компонента скорости электрона $\mathrm{v} = \partial\varepsilon_{\mathrm{p}}/\partial\mathrm{p}$; $\theta(x \geq 0) = 1$, $\theta(x < 0) = 0$; $\Phi(\mathrm{r})$ — электрический потенциал. Функция χ_{p} удовлетворяет кинетическому уравнению Больцмана

$$\mathrm{v}\frac{\partial \chi_{\mathrm{p}}}{\partial \mathrm{r}} + \frac{e}{c}[\mathrm{vH}]\frac{\partial \chi_{\mathrm{p}}}{\partial \mathrm{p}} + \frac{\chi_{\mathrm{p}} - \langle \chi_{\mathrm{p}}\rangle}{\tau_i} = 0 \qquad (4)$$

и граничному условию на поверхности образца $\mathrm{r} = \mathrm{R}$:

$$\chi_{\mathrm{p},\,v_n>0}(\mathrm{R}) = \Big[q\,\chi_{\tilde{\mathrm{p}},\,v_n<0}(\mathrm{R}) + \langle W(\mathrm{p},\mathrm{p}')\,\chi_{\mathrm{p}'}\,\theta(-v_n')\rangle\Big]\,\theta\left(\mathrm{R} \notin S_E,\, S_C\right) + \chi^*_{\mathrm{p},\,v_n>0}(\mathrm{R})\,\theta\left(\mathrm{R} \in S_E\right). \qquad (5)$$

При записи кинетического уравнения в виде (4) наряду с представлением функции распределения в форме (2) учтено условие электронейтральности металла.

В соотношениях (4), (5) τ_i — характерное время свободного пробега; q — параметр зеркальности (импульсы электрона p и $\tilde{\mathrm{p}}$ связаны между собой условиями зеркального отражения); $W(\mathrm{p}, \mathrm{p}')$ — индикатриса рассеяния; $\theta(\mathrm{R} \in S_{E(C)})$ — единичная функция, отличная от нуля при значениях R, принадлежащих плоскости отверстия эмиттера S_E (коллектора S_C); $\theta(\mathrm{R} \notin S) = 1 - \theta(\mathrm{R} \in S)$. Последнее слагаемое в правой части равенства (5) учитывает инжекцию в образец электронов, неравновесная часть функции распределения которых χ^*_{p}. В рассматриваемом ниже случае чистых контактов диаметром $d \ll l$ и относительно слабого магнитного поля, когда можно пренебречь его влиянием на электронные траектории на расстояниях порядка d, функция χ^*_{p} не зависит от координаты и импульса и равна приложенному к контакту напряжению V [13]. Не останавливаясь на известной процедуре решения граничной задачи (5), (6) (см. обзор [14]), приведем значение функции χ_{p} в плоскости отверстия коллектора:

$$\chi_{\mathrm{p}}(\mathrm{L}) = V\sum_n q^{n-1}\,\theta\left(\mathrm{L} - \Delta\mathrm{R}_n \in S_E\right) \times \exp\left(-\Delta T_n/\tau_i\right) + \Delta\chi_{\mathrm{p}}(\mathrm{R}). \qquad (6)$$

Формула (6) содержит суммирование по числу столкновений n с поверхностью инжектированных из эмиттера электронов, смещение которых в плоскости параллельной границе за время ΔT_n движения с контакта на контакт равно $\Delta\mathrm{R}_n$. Первое слагаемое в соотношении (6) представляет собой неравновесную часть функции распределения электронов, совершающих движение по строго баллистическим траекториям. Это слагаемое определяет немонотонно зависящую от магнитного поля часть сигнала на измерительном контакте, содержащую особенности (экстремумы, изломы), называемые линиями ЭФ. Второй член в правой части выражения (6) обусловлен существованием процессов рассеяния электронов в объеме и на поверхности проводника ($\Delta\chi_{\mathrm{p}} = 0$ при $\tau_i \to \infty$; $q = 1$) и приводит к появлению в сигнале $U(H)$ плавно меняющегося с изменением H фона. Предполагая в дальнейшем рассмотреть наиболее информативную, с точки зрения эксперимента, ситуацию, когда $\Delta T_n \ll \tau_i$ и $1 - q \ll 1$, мы не выписываем явного вида функции $\Delta\chi_{\mathrm{p}}(\mathrm{R})$, вкладом которой в сигнал ЭФ $U(H)$ при выполнении указанных неравенств можно пренебречь.

Асимптотическое вычисление входящего в формулу (3) интеграла по ПФ основано на том, что для микроконтактов диаметром d, значительно меньшем расстояния между ними L, с эмиттера на коллектор могут попасть носители заряда, принадлежащие небольшой области на ПФ вблизи точек $\mathrm{p} = \mathrm{p}_0(\mathrm{H}, n)$, задаваемых уравнениями

$$\Delta\mathrm{R}_n(\mathrm{p}_0) = \mathrm{L}. \qquad (7)$$

Аппроксимация при $d/L \to 0$ ступенчатой функции $\theta(\mathrm{R} \in S_E)$, непрерывно дифференцируемой функцией $\exp\left(-|\mathrm{R}|^2/(d/2)^2\right)$, позволяет найти асимптотическое значение величины U методом Лапласа. Удерживая главный член асимптотического ряда, удобно представить амплитуду сигнала ЭФ в следующей форме:

$$U(\mathrm{H}) = V\sum_{n=n_0}^{N} q^{n-1}\exp\left(-\Delta T_n(\mathrm{p}_0)/\tau_i\right)A(\mathrm{p}_0), \qquad (8)$$

где $n_0(\mathbf{H})$ и $N(\mathbf{H})$ — минимальное и максимальное число соударений с границей, за которое электрон при заданном значении поля может попасть на коллектор; $A(\mathbf{p}_0)$ — парциальный вклад в сигнал ЭФ электронов с импульсом $\mathbf{p}_0(\mathbf{H}, n)$, попавших из токового на измерительный контакт без рассеяния. Явный вид функции A зависит от взаимной ориентации поверхности кристалла, линии $\mathbf{L}$, соединяющей контакты, и вектора магнитного поля $\mathbf{H}$.

Ниже будут рассмотрены две основные геометрии экспериментов, когда оси контактов направлены вдоль либо ортогонально слоям с высокой электропроводностью. Наряду с выражениями для функций $A(\mathbf{p}_0)$, справедливыми при произвольном виде характеризующих ПФ (1) функций ε_0 и ε_1, мы приведем результаты расчета в рамках часто используемой простой модели, в которой

$$\varepsilon_{\mathbf{p}} = \frac{\mathbf{p}_{\parallel}^2}{2m} + \varepsilon_1 \cos(\pi p_{\perp} b), \quad \varepsilon_1 = \text{const} \qquad (9)$$

(m — эффективная масса), позволяющей получить зависимость величины U от магнитного поля в явном виде.

1. *Контакты расположены на границе кристалла, перпендикулярной слоям с высокой электропроводностью.*

В такой геометрии существует возможность наблюдения поперечной ЭФ [8] параллельным границе магнитным полем. Если вектор $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ ориентирован под углом ϑ по отношению к плоскости слоев, то носители заряда совершают периодическое движение вдоль поверхности. Их смещение вдоль границы $\Delta\mathbf{R}$ за время ΔT между двумя последовательными соударениями с ней одинаково для всех участков траектории:

$$\Delta\mathbf{R}_n = (\Delta y_n, \Delta z_n) = \frac{nc}{eH}\left(D_x, \frac{\partial S_{\text{seg}}}{\partial p_z}\right) = \mathbf{L}; \qquad (10)$$

$$\Delta T_n = \frac{nc}{eH}\frac{\partial S_{\text{seg}}}{\partial \varepsilon_{\mathbf{p}}},$$

где $D_x(p_y, p_z)$ — параллельная нормали $n = (1,0,0)$ к границе хорда сечения ПФ $\varepsilon_{\mathbf{p}} = \varepsilon_F$ плоскостью $p_z = \text{const}$; S_{seg} — площадь сегмента, отсекаемого хордой D_x на указанном сечении; $\mathbf{L} = (0, L_y, L_z)$.

Минимальное число соударений с границей n_0, за которое электрон может достичь коллектора, связано с величиной максимального смещения $R_m = |\Delta\mathbf{R}^{\max}|$ неравенствами $L/R_m < n_0 < L/R_m - 1$, а максимальное число столкновений $N \to \infty$ и соответствует носителям заряда, скользящим вдоль поверхности кристалла под очень малыми углами.

Величина амплитуды ЭФ чрезвычайно чувствительна к соотношению между двумя малыми параметрами $\eta = d/L$ и $\mu = \varepsilon_1/\varepsilon_F$, характеризующими относительное число участвующих в формировании сигнала электронов и степень анизотропии энергетического спектра соответственно. При $\eta \ll \mu$ на коллектор могут попасть лишь носители заряда с импульсами, лежащими в пределах узких поясков на ПФ ($\Delta p_z b \simeq \eta$). В этом случае вычисление входящей в формулу (8) величины A приводит к следующему результату:

$$A(\mathbf{p}_0) = \frac{D_x^2}{|\langle v_x\, \theta(-v_x)\rangle|} \times$$

$$\times \begin{cases} \dfrac{\pi}{4}\eta^2 |D|^{-1} & D \neq 0 \\ \dfrac{\sqrt{\pi}}{2}\Gamma(1/4)\eta^{3/2}|Q|^{-1}, & D = 0;\ Q \neq 0 \end{cases} \qquad (11)$$

где

$$D = \frac{\partial D_x}{\partial p_y}\frac{\partial^2 S_{\text{seg}}}{\partial p_z^2} + \left(\frac{\partial D_x}{\partial p_z}\right)^2;$$

$$Q = \frac{\partial^2 S_{\text{seg}}}{\partial p_z^2}\left| D_x \frac{\partial^2 D_x}{\partial p_y^2}\right|^{1/2}.$$

Максимумам сигнала ЭФ соответствуют удовлетворяющие условию фокусировки (7) значения поля H_n, при которых $D = 0$.

Для контактов большего диаметра, когда $1 \gg \eta \gg \mu$, при малых углах $\vartheta < \mu$ между вектором $\mathbf{H}$ и осью цилиндра ПФ практически для всех вылетевших из эмиттера электронов величина дрейфа Δz_n вдоль направления $\mathbf{H}$ меньше диаметра d, т.е. с контакта на контакт могут попасть электроны с любой величиной проекции p_z. Увеличение числа попадающих на коллектор электронов приводит соответственно к большей, чем в ситуации с $\eta \ll \mu$, величине сигнала ЭФ. Полагая в основном приближении по параметру $\mu/\eta \ll 1$ ПФ цилиндрической ($\varepsilon_{\mathbf{p}} = \varepsilon_0(p_x, p_y)$), для функции A получаем следующее выражение:

$$A = \frac{D_x^2}{|\langle v_x\, \theta(-v_x)\rangle|} \times$$

$$\times \begin{cases} \sqrt{\pi}\,\eta \left|\dfrac{\partial D_x}{\partial p_{y0}}\right|^{-1}, & \dfrac{\partial D_x}{\partial p_{y0}} \neq 0 \\ \dfrac{\Gamma(1/4)}{2^{1/4}}\,\eta^{1/2} \left|D_x \dfrac{\partial^2 D_x}{\partial p_{y0}^2}\right|^{-1/2}, & \dfrac{\partial D_x}{\partial p_{y0}} = 0 . \end{cases} \qquad (12)$$

При $\mathbf{H} \perp \mathbf{L}$ (рис.1,*а*) сигнал ЭФ имеет максимумы в магнитных полях $H = H_n$, при которых на коллектор приходят электроны с экстремальным смещением вдоль поверхности, соответствующие экстремальным диаметрам ПФ D_x^{extr} ($H_n = cD_x^{\mathrm{extr}} n/eL$) [8–10]. Однако раздельное наблюдение пиков поперечной ЭФ, связанных с носителями заряда, принадлежащими разным экстремальным сечениям ПФ, возможно лишь при использовании контактов достаточно малого диаметра ($\eta \ll \mu$).

Для квадратичного изотропного закона дисперсии электронов в слоях и $\mathbf{H} \perp \mathbf{L} \perp p_\perp = p_z$ формулы (11), (12) приобретают простой вид:

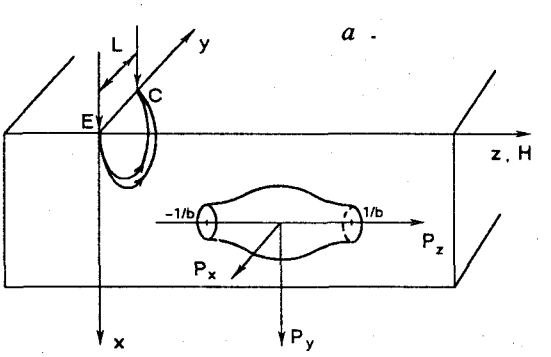
$$A = \frac{p_F}{\pi m \varepsilon_1 b} \times$$

$$\times \begin{cases} \eta^2 \dfrac{\xi_n^3}{\arcsin(\xi_n)\sqrt{1-\xi_n^2}}, & \xi_n < 1 \\ \Gamma(1/4)\,\pi^{3/2}\eta^{3/2}, & \xi_n = 1 \end{cases} \qquad \eta \ll \mu , \qquad (13)$$

$$A = \begin{cases} \dfrac{\sqrt{\pi}}{4}\,\eta \dfrac{\xi_n^2}{\sqrt{1-\xi_n^2}} & \xi_n < 1 \\ \Gamma(1/4)\,2^{9/2}\eta^{1/2}, & \xi_n = 1 \end{cases} \qquad \eta \gg \mu , \qquad (14)$$

где $n \geq n_0$; $\xi_{n_0} < 1$, $\xi_{n_0-1} > 1$. В формуле (13) ξ_n имеет при одном и том же n два значения $\xi_n = L/2nr_H(1 \pm \mu)$ ($r_H = cp_F/eH$; $p_F = \sqrt{2m\varepsilon_F}$), соответствующих вкладам электронов, принадлежащих максимальному и минимальному сечениям ПФ. В выражении (14), справедливом с точностью до пропорциональных $\mu/\eta \ll 1$ слагаемых, следует положить $\xi_n = L/2nr_H$.

Период движения по траектории является неоднозначной функцией ξ_n ($\Delta T^{(1)} = (T_H/\pi)\arcsin\xi_n$; $\Delta T^{(2)} = T_{II} - \Delta T^{(1)}$); $T_H = 2\pi mc/eH$), поскольку одному и тому же смещению вдоль поверхности соответствуют две возможные орбиты электронов с



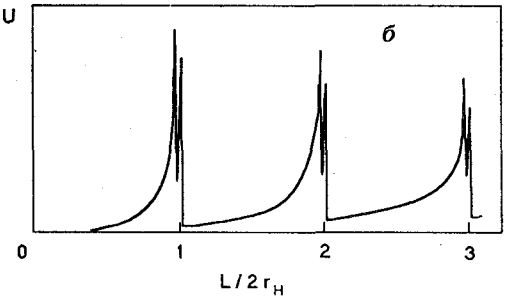


Рис. 1. Геометрия эксперимента (*а*) и форма пиков поперечной ($\mathbf{L} \perp \mathbf{H}$) электронной фокусировки (*б*) в случае, когда линия **L**, соединяющая контакты, расположенные на одной грани кристалла, лежит в плоскости слоев, а вектор магнитного поля **H** ортогонален слоям.

высотой сегмента $\Delta x^{(1,2)} = r_H(1 \pm \sqrt{1-\xi_n^2})$. На рис. 1,*б*, полученном в результате численного расчета на основании формул (8), (13), показана зависимость сигнала $U(H)$ при $\eta \ll \mu$. Раздвоенная структура пиков ЭФ связана с малой величиной разности экстремальных диаметров сечений ПФ $p_z = 0$ и $p_z = \pm 1/b$.

Величина угла ϑ между вектором **H** и осью цилиндра ПФ существенно влияет на характер электронных траекторий. С увеличением ϑ орбиты вытягиваются в направлении нормали к границе образца и на них появляются дополнительные вогнутости, являющиеся следствием гофрировки ПФ. При определенных ориентациях магнитного поля на электронной траектории возникают седловые точки (точки остановки), а период движения логарифмически обращается в бесконечность. Одновременно с увеличением угла ϑ увеличивается величина дрейфа электрона вдоль магнитного поля, что обусловлено как увеличением периода движения по траектории, так и ростом возможных значений проекций скорости электрона на направление вектора **H** [15].

В соответствии с описанной выше эволюцией электронных орбит, вращение соединяющей контакты линии в плоскости поверхности приводит к немонотонной зависимости амплитуды сигнала

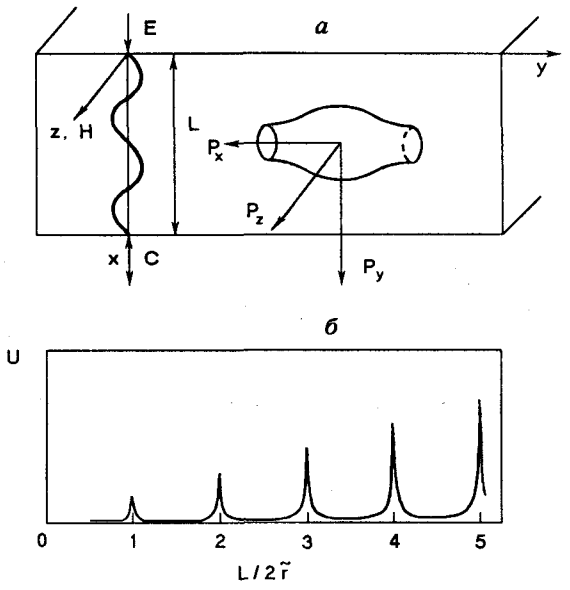


Рис. 2. Геометрия эксперимента (*а*) и форма пиков поперечной (**L** ⊥ **H**) электронной фокусировки (*б*) в случае, когда линия **L** соединяет контакты, расположенные на противоположных поверхностях тонкой пластины, а вектор магнитного поля **H** лежит в плоскости слоев.

ЭФ от угла ϑ [10], а также к возникновению дополнительных пиков ЭФ, связанных с появлением на удовлетворяющих соотношениям (11) сечениях ПФ новых экстремальных диаметров.

В предельном случае, когда вектор **H** лежит в плоскости слоев ($\vartheta = \pi/2$), носители заряда, принадлежащие открытым сечениям ПФ, двигаются по периодическим траекториям в глубь образца, что делает возможным наблюдение аналогичного продольной ЭФ эффекта с помощью микроконтакта, расположенного на второй поверхности тонкой пластины толщиной $L < l$ (рис. 2,*а*). Если оба микроконтакта находятся на одной оси, то с эмиттера в коллектор попадают электроны, для которых за время движения ΔT от одной поверхности пластины к другой смещение в ортогональном указанной оси направлении равно нулю:

$$\Delta \mathbf{R} = \left[\frac{c}{eH}\left(p_{x0}(\lambda + \Delta T) - p_{x0}(\lambda)\right),\ v_{z0}\Delta T\right] = 0, \tag{15}$$

$$\Delta x = \frac{c}{eH}\left[p_{y0}(\lambda + \Delta T) - p_{y0}(\lambda)\right] = L\ ,$$

где λ — характеризует положение электрона на ПФ в момент «старта» с эмиттера. При выполнении условия $2ck/eHb = L$ ($k = 1, 2, \ldots$), когда время $\Delta T = L/\bar{v}_y$ кратно периоду движения $T_{\text{ор}}$ и все электроны имеют в конечной точке траектории смещение вдоль оси y, равное нулю, амплитуда сигнала ЭФ достигает максимума.

При **L** ⊥ $p_\perp$ ⊥ **H** ($p_\perp = p_x$) с контакта на контакт по баллистической траектории могут попасть только электроны, не взаимодействующие с поверхностью образца, т.е. в формуле для ЭДС (8) следует положить $n_0 = N = 1$. Парциальный вклад в амплитуду $A(\mathrm{p})$ связан с электронами, для которых выполнены условия фокусировки (15):

$$A(\mathrm{p}) = \frac{|m_{zz}|\,\bar{v}_y^2 eH}{\langle v_x\,\theta(v_x)\rangle}\,\frac{eH}{c}\begin{cases}\dfrac{\pi}{2}\,\eta^2\,\dfrac{L}{|v_x - v_x'|}\,, & \Delta T \neq kT_{\text{ор}}\\[2ex] \dfrac{\sqrt{\pi}}{4}\,\eta\,T\left[1 + \left(m_{zz}v_x\,\dfrac{1}{T}\,\dfrac{dT}{dp_z}\right)^2\right]^{-1/2}; & \Delta T = kT_{\text{ор}}\,.\end{cases} \tag{16}$$

Здесь $\bar{v}_y = L/\Delta T$; $m_{zz}^{-1} = (\partial^2\varepsilon_p)/(\partial p_z^2)$; $\mathrm{v} = \mathrm{v}(\lambda)$; $\mathrm{v}' = \mathrm{v}(\lambda + \Delta T)$; $T_{\text{ор}}$ — период движения электрона по открытой траектории.

Для закона дисперсии (9) формулы (16) приобретают вид

$$A = \begin{cases}\dfrac{\eta^2}{\pi}\,\dfrac{L}{r_H}\,\dfrac{1}{\mu\,|\sin\pi\gamma|}\,, & \gamma \neq k\\[2ex] \eta/\sqrt{\pi}\,, & \gamma = k\ (k = 0, 1, \ldots)\end{cases} \tag{17}$$

Отметим, что для наблюдения описанной выше немонотонной зависимости от H сигнала ЭФ необходимо, чтобы характерный размер электронной траектории в направлении открытости ПФ ($\Delta y_{\text{max}} \simeq \simeq \tilde{r}\mu$) был значительно больше диаметра контакта. В сильных полях, когда $\tilde{r}_H$ становится меньше d/μ, сигнал U плавно зависит от величины H. На рис. 2,*б* представлены результаты численного расчета по формулам (8), (17). Видно, что пики ЭФ эквидистантны по магнитному полю и имеют симметричную форму.

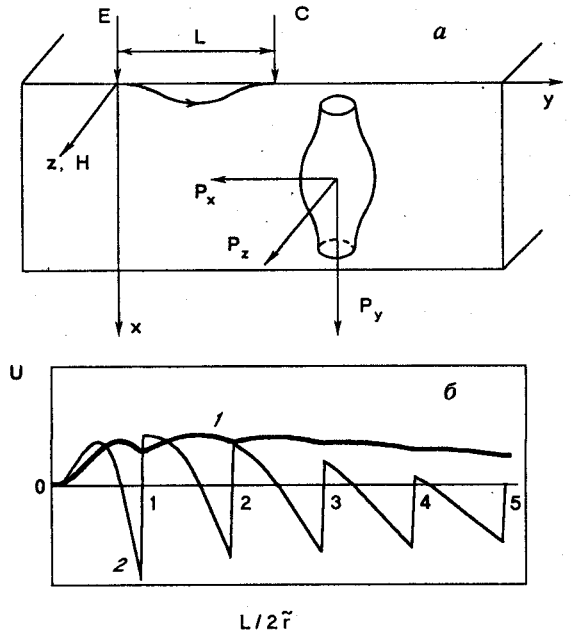


Рис. 3. Геометрия эксперимента (*а*), сигнал поперечной (**L** ⊥ **H**) электронной фокусировки (*б*, кривая *1*) и его производная по **H** (*б*, кривая *2*) в случае, когда линия **L**, соединяющая контакты, расположенные на одной границе образца, и вектор магнитного поля **H** лежат в плоскости слоев.

2. *Поверхность кристалла, на которой расположены контакты, совпадает с плоскостью высокой электропроводности.*

В этом случае в параллельном границе магнитном поле $\mathbf{H} \perp p_\perp = p_y$ существует узкий слой (толщиной порядка $\mu\tilde{r}$) «скачущих» электронных траекторий. В геометрии поперечной ЭФ (рис. 3,*а*) такие электроны обеспечивают баллистический транспорт заряда между микроконтактами, установленными на одной грани кристалла, а функция A определяется соотношениями (12). В рассматриваемой ситуации выделенными являются значения магнитного поля, при которых расстояние между контактами кратно максимальной величине скачка вдоль поверхности [10], т.е.

$$L = 2nc/eH_n b \quad (n = 1, 2, \ldots) . \qquad (18)$$

При $H = H_n$ зависимость $U(H)$ содержит не экстремумы, а изломы (кривая *1* на рис 3,*б*), поскольку электроны, имеющие максимальное смещение за период вдоль поверхности, подлетают к ней под малыми углами и их вклад в измеряемую коллектором эдс, согласно формуле (3), мал. В модели ПФ (9), в которой сечения $p_z = \text{const}$ не содержат экстремальных диаметров и, следовательно, обычные пики ЭФ отсутствуют, при $\mathbf{H} \perp \mathbf{L}$ и $H \neq H_n$ парциальная амплитуда A равна

$$A = \eta^2 \frac{\zeta_n^2 \sin \pi\zeta_n}{2F\left(\sqrt{\mu}\,, \pi\zeta_n/2\right)\sqrt{1 - \mu \sin^2(\pi\zeta_n/2)}}\,,$$

$$\zeta_n < 1\,, \qquad (19)$$

где $\zeta_n = L/2n\tilde{r}$; $\tilde{r} = c/eHb$; $n \geq n_0$; $\zeta_{n_0} < 1$; $\zeta_{n_0-1} > 1$.

Вклад электронов, скользящих вдоль поверхности (с малой компонентой скорости, нормальной границе), не описывается формулой (12) и требует учета следующего приближения по малому параметру η:

$$A^{\max} = \frac{\sqrt{\pi}\,(2/b)}{|\langle v_x \theta(-v_x)\rangle|}\,\eta^3 \frac{|\dot{v}_x| L}{n v_x^2 |(\partial^2 S_{\text{seg}})/(\partial p_z^2)|} =$$

$$= \pi^{-3/2}\eta^3 \frac{1}{K(\sqrt{\mu})\sqrt{1-\mu}}\,, \quad \begin{matrix} v_x = 0 \\ \zeta_n = 1 \end{matrix} \qquad (20)$$

где $K(k)$ и $F(k, \varphi)$ — полный и неполный эллиптические интегралы 1-го рода. В формуле (20) точкой обозначено дифференцирование по времени движения электрона по траектории. Все входящие в выражение (20) характеристики ПФ взяты в точке $\mathbf{p}_0$, в которой

$$v_x(\mathbf{p}_0) = v_z(\mathbf{p}_0) = 0\,. \qquad (21)$$

Экспериментально, по-видимому, более удобно исследовать в данном случае производную сигнала ЭФ по магнитному полю $\partial U/\partial H$, имеющую скачки при определяемых равенством (21) значениях H_n*. На рис. 3,*б* приведены зависимости от магнитного поля сигнала ЭФ (кривая *1*) и его производной (кривая *2*) для простой ПФ (9).

В ортогональном поверхности кристалла магнитном поле электроны, инжектированные эмиттером, совершают движение по винтовым траекториям в глубь образца. Установив коллектор и эмиттер на противоположных границах тонкой пластины и направив вектор **H** вдоль линии, соединяющей контакты, можно наблюдать эффект продольной ЭФ (рис. 4,*а*). Нетрудно видеть, что в такой геометрии с контакта на контакт могут попасть лишь электроны, время движения которых $\Delta T = L/\overline{v}_z$ кратно периоду их движения в магнитном поле ($\Delta T = kT_H$; $k = 1, 2, \ldots$).

Максимумам сигнала продольной ЭФ соответствуют значения поля, при которых на приемный кон-

* Как показано в работе [10], при $H = H_n$ скачки имеют также электрический потенциал $\Phi(\mathbf{R})$ на поверхности металла.

такт попадают электроны с экстремальным значением средней за период проекции скорости $\bar{v}_z$:

$$H_n = \frac{kc}{eL}\left(\frac{\partial S}{\partial p_{z0}}\right)_{\text{extr}}, \qquad (22)$$

где $p_{z0} = 1/2b$; $\left((\partial S)/(\partial p_{z0})\right)_{\text{extr}}$ — экстремальное значение производной перпендикулярных оси сечений ПФ.

В случае, когда ПФ (1)представляет собой фигуру вращения, для парциальной амплитуды получаем следующее выражение:

$$A = \frac{m^* v_z^2}{\langle v_z \theta(v_z)\rangle} \begin{cases} \sqrt{\pi}\,\eta \left|\dfrac{m_{zz} v_z}{v_\perp}\right| & \dfrac{\partial v_z}{\partial p_{z0}} = m_{zz}^{-1} \neq 0 \\ 1/2\,\Gamma(1/4)\eta^{1/2}\left(\pi b \sqrt{v_\perp v_z}\right)^{-1}, & \dfrac{\partial v_z}{\partial p_{z0}} = 0\,,\ p_{zz} = -\dfrac{i}{2b} \end{cases} \qquad (23)$$

где $v_\perp = \sqrt{v_x^2 + v_y^2}$; $m^* = 1/2\pi\,(\partial S)/(\partial \varepsilon_p)$.

Если функция ε_0 квадратична и изотропна, формулы (23) можно пребразовать к виду

$$A = \sum_{k=k_0}^{\infty} \begin{cases} \dfrac{\sqrt{\pi}}{2}\,\eta\,\dfrac{\pi\varepsilon_1 b}{v_F}\,\dfrac{\lambda_k^3}{\left[\left(1-\mu\sqrt{1-\lambda_k^2}\right)\left(1-\lambda_k^2\right)\right]^{1/2}}, & \lambda_k < 1 \\ \dfrac{\Gamma(1/4)}{4}\,\eta^{1/2}\left(\dfrac{\pi\varepsilon_1 b}{v_F}\right)^{1/2}, & \lambda_k = 1 \end{cases} \qquad (24)$$

где $\lambda_k = L/2kr_0$; $r_0 = \pi\varepsilon_1 b T_H/2$; $\lambda_{k_0} < 1$; $\lambda_{k_0-1} > 1$.

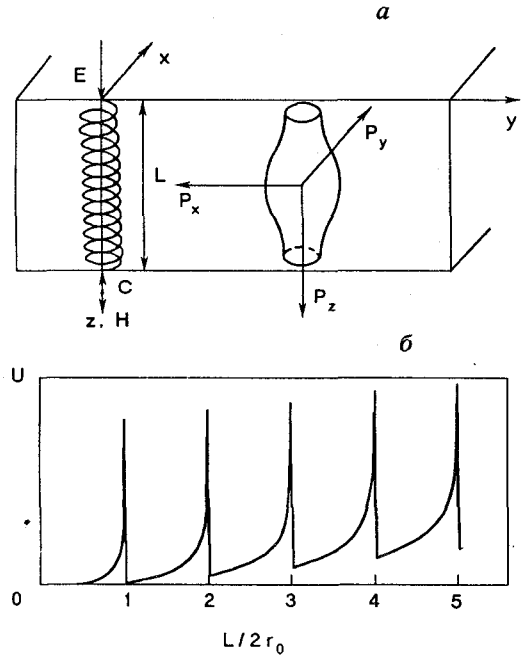


Рис. 4. Геометрия эксперимента (*а*) и форма пиков продольной (L ∥ H) электронной фокусировки (*б*) в случае, когда линия L, соединяющая контакты, расположенные на одной грани кристалла, и вектор магнитного поля H ортогональны в плоскости слоев.

Время движения по траектории электрона, достигшего коллектора за k полных периодов, равно $\Delta T = L/\pi\varepsilon_1 b\lambda_k$. Подставив соотношения (24) в формулу (8), в которой следует положить $n_0 = N = 1$, нетрудно получить в явном виде зависимость сигнала продольной ЭФ от магнитного поля. Результат численного расчета представлен на рис. 4,*б*.

Итак, зависимость сигнала электронной фокусировки от магнитного поля $U(H)$ в слоистых проводниках определяется размером микроконтактов и их ориентацией относительно кристаллографических осей. Если контакты расположены на поверхности кристалла, перпендикулярной слоям с высокой электропроводностью, то наблюдение электронной фокусировки возможно только при направлении магнитного поля вдоль этой поверхности. Устанавливая оба контакта на одной границе образца, можно, так же как в обычном металле, по положению пиков поперечной электронной фокусировки по шкале магнитного поля определять диаметры замкнутых сечений ПФ. Форма линий (зависимость $U(H)$) существенно зависит от соотношения двух малых параметров: μ — отношения проводимостей перпендикулярно и вдоль слоев и

η — отношения диаметра контактов к расстоянию между ними.

В случае, когда вектор H лежит в плоскости слоев, вылетающие из эмиттера электроны смещаются по открытой траектории в глубь проводника. В тонкой пластине (толщиной гораздо меньше длины свободного пробега) такие электроны могут быть сфокусированы магнитным полем на коллекторе, расположенном на противоположной эмиттеру границе образца. Однако существование эффекта электронной фокусировки в такой геометрии возможно только для контактов очень малых размеров, когда $\eta \ll \mu$.

Если плоскость поверхности, на которой установлены контакты, параллельна слоям высокой электропроводности, то в магнитном поле, ортогональном оси ПФ, по периодическим траекториям вдоль границы кристалла двигаются электроны, относящиеся к открытым сечениям ПФ. При значениях поля H, при которых расстояние между контактами кратно смещению электрона по открытой траектории за период T_{op} , производная сигнала электронной фокусировки dU/dH испытывает скачки. Наличие особенностей на зависимости производной dU/dH, а не на самом сигнале $U(H)$, обусловлено тем, что электроны, для которых время между двумя последовательными столкновениями с границей близко к T_{op}, попадают в коллектор под малыми углами и их вклад в $U(H)$ мал.

В магнитном поле ортогональном поверхности возникает эффект продольной электронной фокусировки. Значения H, при которых сигнал $U(H)$ имеет максимумы, позволяют определить экстремальное значение скорости электронов вдоль оси цилиндра ПФ.

Таким образом, наблюдение ЭФ в слоистых органических металлах может служить источником информации об их ферми-поверхности, позволяя наряду с экстремальными диаметрами и скоростями определять период изоэнергетических поверхностей в направлении открытости. Другой важной возможностью ЭФ является применимость данного метода к исследованию поверхностного рассеяния электронов. Точное определение параметра зеркальности по отношению амплитуд соседних линий требует корректного выделения баллистического вклада носителей заряда в сигнал ЭФ, изученного в настоящей работе.

Авторы благодарны В. Г. Песчанскому за обсуждение результатов.

1. М. В. Карцовник, П. А. Кононович, В. Н. Лаухин, С. И. Песоцкий, И. Ф. Щеголев, *ЖЭТФ* **97**, 1305 (1990).
2. K. Oshima, T. Mori, H. Inokuchi, H. Urayama, H. Yamachi, and C. Saito, *Phys. Rev.* **B38** 938 (1988).
3. I. D. Parker, D. D. Pigram, R. H. Friend, M. Kurmo, and P. Day, *Synth. Met.* **A27**, 387 (1988).
4. A. Novak, U. Poppe, M.Weger, D. Schweitzer, and H. Schwenk, *Z. Phys.* **B68**, 41 (1987).
5. Г. В. Камарчук, К. И. Походня, А. В. Хоткевич, И. К. Янсон, *ФНТ* **16**, 711 (1990).
6. G. V. Kamarchuk, A. V. Khotkevich, Yu. A. Kolesnichenko, K. I. Pokhodnya, and I. G. Tuluzov, *J. Phys. Cond. Mat.* **6**, 3559 (1994).
7. Ю. В. Шарвин, *ЖЭТФ* **48**, 984 (1965).
8. В. С. Цой, *Письма в ЖЭТФ* **19**, 144 (1974).
9. C. E. T. Goncalves da Silva, *J. Low Temp. Phys.* **16**, 337 (1974).
10. С. А. Корж, *ЖЭТФ* **68**, 144 (1975).
11. Ю. А. Колесниченко, В. Г. Песчанский, В. С. Цой, *ЖЭТФ* **83**,1464 (1982).
12. Ю. А. Колесниченко, И. О. Кулик, *ФНТ* **18**, 1005 (1992).
13. И. О. Кулик, А. Н. Омельянчук, Р. И. Шехтер, *ФНТ* **3**, 1543 (1977).
14. Ю. А. Колесниченко, *ФНТ* **18**, 1059 (1992).
15. И. М. Лифшиц, М. Я. Азбель, М. И. Каганов, *Электронная теория металлов*, Наука, Москва, (1972), ч. 1.

Electron focusing in the layered conductors

Yu. A. Kolesnichenko, Tesgera Bedassa, and V. I. Grishaev

A theoretical study has been made of effects of electron focusing (EF) in the layered metal whose Fermi-surface is a slightly-corrugated cylinder. The peculiarities are predicted of the signal of measuring contact (junction) vs magnetic field curve, which are not present in isotropic conductors. The shape of the longitudinal and transverse, EF lines is shown to be very sensitive to a ration between the microcontact diameter and small-sized electron trajectory in the direction perpendicular to the layers.