

Здесь $h = H/H_1$, где $\tau(H_1) = L/2$. Выражение (2) позволяет восстановить угловое распределение электронов, вылетающих из эмитера по экспериментально измеренной зависимости тока фокусировки от магнитного поля $I_c(H)$.

В классическом случае ($d_c \gg \lambda_F$) $\tau(\alpha) = 1$. В квантовом пределе ($d_c \leq \lambda_F$) зависимость $\tau(\alpha)$ определяется наличием дискретных уровней квантования поперечного движения электрона в контакте. Вероятность перехода электрона с уровня n в контакте в состояние, соответствующее движению под углом α к оси контакта, пропорциональна квадрату перекрытия соответствующих волновых функций, проинтегрированному по ширине контакта. Эта величина имеет максимум при совпадении поперечных волновых векторов в контакте $q_n = \pi n/d$ и вне контакта $q_{\perp} = k_F \sin(\alpha)$. Таким образом, в направлениях α_n , определяемых условием

$$\sin(\alpha_n) = \frac{\lambda_F}{2d} n, \quad n = 1, 2, \dots, N \quad (3)$$

(N – число проводящих подзон в контакте), будет повышенная плотность потока электронов, что проявится в токе фокусировки (1).

Для модели двумерного контакта в форме длинного прямоугольного канала шириной d , соединяющего две достаточно широкие области, величины $\tau(\alpha)$, используя модель среднего поля [8], можно записать в следующем виде:

$$\tau(\alpha) = \frac{8}{N} \sum_{n=1}^N \frac{K_n k_n}{(K_n + k_n)^2 + J_n^2} \frac{a_n^2(\alpha) \cos(\alpha)}{\int_{-\pi/2}^{\pi/2} a_n^2(\alpha) \cos(\alpha) d\alpha}, \quad (4)$$

где

$$K_n + iJ_n = \frac{\xi k_F}{2} \int_{\alpha_{n-1}}^{\alpha_{n+1}} \cos^2(\alpha) d\alpha,$$

(i – мнимая единица);

$$k_n = k_F \sqrt{1 - (n/\xi)^2}, \quad \xi = 2d/\lambda_F; \quad a_n^2(\alpha) = \int_0^1 \sin(\pi n z) \sin(\pi \xi z \sin(\alpha)) dz$$

– квадрат перекрытия поперечных волновых функций.

На рис.2 приведена зависимость $\tau(\alpha = \arccos(H/H_1))$, вычисленная при $\xi = 3.6$ ($N = 3$) (кривая 1). Здесь же приведена зависимость $I_c(H/H_1)$ (кривая 2; $d_c/2L = 0.05$), вычисленная по формуле (1) с этим угловым распределением. Коллекторный ток нормирован на значение в максимуме $I_{Cmax} = 2I_E \sqrt{d_c/2L}$. Положение максимумов зависимости $\tau(\alpha)$ соответствует вычисленному по формуле (3) (на рисунке показано стрелками). Приведена также зависимость $\tau(\alpha)$, восстановленная по формуле (2) (кривая 3). Из сравнения кривых 3 и 1 видно, что выражение (2) дает достаточно хорошее приближение к искомой зависимости $\tau(\alpha)$.

Отметим характерные особенности углового распределения электронов, вылетающих из квантового контакта в форме канала с резкими краями, передаваемые выражением (4). Это, во-первых, наличие максимумов при углах

СПЕКТРОСКОПИЯ УРОВНЕЙ ПОПЕРЕЧНОГО КВАНТОВАНИЯ В ДВУМЕРНЫХ ТОЧЕЧНЫХ КОНТАКТАХ В ГЕОМЕТРИИ ПОПЕРЕЧНОЙ ФОКУСИРОВКИ

М.В.Москалец¹⁾

Поступила в редакцию 12 марта 1996 г.

Показано, что сигнал фокусировки в двумерном электронном газе содержит особенности, соответствующие уровням квантования поперечного движения электрона в эмитере.

PACS: 73.23.Ad, 73.40.-c

Волновые свойства носителей тока обуславливают различие транспортных свойств микроструктур, размер которых сравним с длиной волны электрона, и массивных образцов. Это хорошо видно на примере проводимости точечного контакта, соединяющего две макроскопические области. Проводимость такой структуры определяется соотношением между длиной свободного пробега электрона l , диаметром контакта d и длиной волны электрона λ_F . В классической области ($l, d \gg \lambda_F$) изменение соотношения между l и d ($l < d$ [1], $l > d$ [2]) приводит к количественному изменению проводимости контакта. При переходе к квантовому случаю ($l > d \simeq \lambda_F$, баллистический квантовый транспорт) картина меняется качественно. Впервые это экспериментально было открыто в работах [3, 4], в которых изучалась проводимость двумерных точечных контактов, созданных в инверсном проводящем слое GaAl-GaAs гетероструктуры. Было показано, что проводимость точечного контакта скачкообразно изменяется при изменении диаметра контакта. Причиной этого является квантование поперечного движения электрона в области микросужения [3-8]. Каждому квантовому уровню $\epsilon_n = (\pi \hbar n / d)^2$ ($n = 1, 2, \dots$) соответствует одномерная подзона с проводимостью $G_0 = 2e^2/h$. Количество проводящих подзон N определяется условием $\epsilon_N < \epsilon_F + e\varphi(d)$ (ϵ_F - фермиевская энергия электрона в берегах структуры, $\varphi(d)$ - потенциал, возникающий между контактом и берегами [9]), при этом полная проводимость контакта $G = NG_0$.

Теоретическое рассмотрение, проведенное как для контактов с плавной геометрией [5, 6] (адиабатический контакт), так и для контактов с резкой геометрией [7, 8], показало, что эффект квантования проводимости не зависит от формы контакта. Однако в случае контактов с резкой геометрией теоретическая зависимость $G(d)$ содержит резонансную структуру, не наблюдавшуюся экспериментально. До сих пор нет убедительных доказательств причин такого расхождения. Возможно, все используемые в эксперименте контакты имеют плавную форму в силу электростатической природы потенциального барьера, формирующего микросужение. В этой связи представляется необходимым получение дополнительной информации о форме контакта. Такая информация может быть получена методом поперечной фокусировки электронов [10], реализованном в двумерном газе в работе [11].

¹⁾Адрес для переписки: 310020 Украина, г.Харьков, проспект Ильича, 93-а, кв.48

Целью настоящей работы является теоретическое обоснование метода определения (спектроскопии) уровней квантования поперечного движения электронов в микросужении с резкими краями. Метод основан на анализе сигнала фокусировки в слабых полях.

В методе поперечной фокусировки регистрируют коллекторный ток $I_c(H)$, возникающий при включении магнитного поля H перпендикулярно линии, соединяющей эмитер и коллектор. Обозначим L - расстояние между эмитером и коллектором; d_c, d_E - диаметр коллектора и эмитера, соответственно (рис.1). Для чистых образцов ($l \gg L$) при выполнении условия $L \gg d_c \gg d_E$ выражение для коллекторного тока можно записать в следующем виде:

$$I_c = I_E \sum_{k=1}^{\infty} \int_{\varphi_2(H)}^{\varphi_1(H)} \tau(\alpha) \cos(\alpha) d\alpha, \quad (1)$$

где

$$\varphi_{1,2}(H) = \arccos \left(\min \left(1, \frac{L \mp d_c/2}{2k\tau(H)} \right) \right),$$

$\tau(H) = c\mu_F/eH$ - циклотронный радиус; k - число отражений электрона от поверхности, соединяющей эмитер и коллектор (порядок пика фокусировки); $\tau(\alpha)$ - угловое распределение электронов, вылетающих из эмитера.

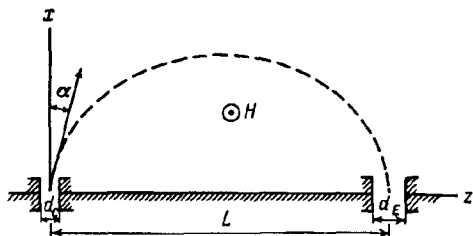


Рис.1. Схема поперечной фокусировки

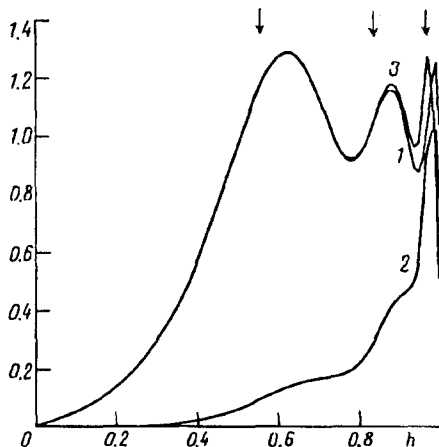


Рис.2. Модельное угловое распределение вылетающих электронов (1), ток фокусировки (2), восстановленное угловое распределение электронов (3)

Рассмотрим первый пик фокусировки. При этом в формуле (1) с достаточной точностью можно ограничиться одним слагаемым ($k = 1$). Предполагая зависимость $\tau(\alpha)$ гладкой в масштабе углов $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$ и выполняя интегрирование в (1), в главном приближении по $d_c/L \ll 1$ получим

$$\tau(\alpha = \arccos(h)) = \frac{I_c(h) L \sqrt{1-h^2}}{I_E d_c h^2}. \quad (2)$$

вылета, определяемых формулой (3), и, во-вторых, пропорциональность $\cos(\alpha)$, отражающая подавление в квантовом случае вероятности вылета электронов перпендикулярно ($\alpha = \pi/2$) к оси контакта в связи с тем, что такие электроны имеют продольный импульс, близкий к нулю, и не распространяются в контакте. Последнее определяет асимптотику тока фокусировки в слабых полях ($H \rightarrow 0$) $I_c \simeq H^3$. Отметим, что в классическом контакте ($d \gg \lambda_F$) в слабых полях $I_c \simeq H^2$.

В контактах с плавной формой (адиабатических контактах) наблюдение указанных особенностей затруднено, поскольку переходы из дискретных состояний в контакте в непрерывные состояния берегов начинаются на достаточном удалении от центра контакта. Для квадратичной зависимости ширины контакта от расстояния $d(x) = d(0) + x^2/R$ указанные переходы начинаются на расстояниях порядка радиуса кривизны границы контакта $x \simeq R \gg d(0)$ [12]. На таких расстояниях уже достаточно много уровней поперечного квантования $\epsilon_n(d(x))$ находится ниже уровня Ферми ($N^* \simeq NR/d(0)$), и количество максимумов на зависимости $\tau(\alpha)$ (N^*) уже не будет соответствовать количеству одномерных подзон (N), определяющих проводимость контакта $G = NG_0$. При этом зависимость $I_c(H)$ такого контакта приближается к классической зависимости, поскольку при большом количестве уровней квантования особенности, соответствующие углам α_n , сливаются, и асимптотика в слабых полях приближается к квадратичной зависимости.

В настоящей работе предложен новый метод спектроскопии уровней квантования поперечного движения электрона в двумерном точечном контакте (эмитере), основанный на анализе зависимости тока фокусировки от магнитного поля.

-
1. Р.Хольм, *Электрические контакты*, М.: ИИЛ, 1961.
 2. Ю.В.Шарвин, ЖЭТФ **48**, 984 (1965); G.Wexler, Proc. Phys. Soc. **89**, 927 (1966); И.О.Кулик, А.Н.Омельянчук, Р.И.Шехтер, ФНТ **3**, 1543 (1977).
 3. B.J. van Wees, H. van Houten, C.W.J.Beenakker et al., Phys. Rev. Lett. **60**, 848 (1988).
 4. D.A.Wharam, T.J.Thornton, R.Newbury et al., J. Phys. C**21**, L209 (1988).
 5. Л.И.Глазман, Г.Б.Лесовик, Д.Е.Хмельницкий, Р.И.Шехтер, Письма в ЖЭТФ **48**, 218 (1988).
 6. A.Kawabata, J. Phys. Soc. Jap. **58**, 372 (1989).
 7. И.Б.Левинсон, Письма в ЖЭТФ **48**, 273 (1988).
 8. A.Szafer and A.D.Stone, Phys. Rev. Lett. **62**, 300 (1989).
 9. М.В.Москалец, Письма в ЖЭТФ **62**, 702 (1995).
 10. В.С.Цой, Письма в ЖЭТФ **19**, 114 (1974).
 11. H. van Houten, C.W.J.Beenakker, J.G.Williamson et al., Phys. Rev. B **39**, 8556 (1989).
 12. L.I.Glazman and M.Jonson, Phys. Rev. B **41**, 10686 (1990).