

## МАГНИТОЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЭФФЕКТЫ В 2D-ПОЛОСЕ С ХОЛЛОВСКИМ ТОКОМ

В.Б.Шикин

*Институт физики твердого тела РАН  
142432 Черноголовка, Московская обл. Россия*

Поступила в редакцию 21 апреля 1994 г.

После переработки 5 мая 1994 г.

Обсуждаются возможные причины возникновения координатной нелинейности в распределении электрических характеристик для 2D-полосы с холловским током при факторах заполнения, близких к целочисленным.

Измерения линейного электрооптического эффекта в 2D-полоске с холловским током показывают, что на холловских плато распределение потенциала по сечению полосы является нелинейной функцией координаты  $x$ , нормальной оси полоски [1,2]. Причиной нелинейности считается механизм экранирования, присущий 2D-электронным системам с целочисленным фактором заполнения, описанный МакДональдом с соавторами [3]. Аналогичные соображения привлекаются в [4,5] для объяснения размерных эффектов в поведении критического холловского тока.

В данной заметке обращается внимание на альтернативную возможность появления нелинейностей в обсуждаемой задаче. Речь идет о магнитоэлектрических эффектах, хорошо известных в теории магнетосопротивления 2D-электронных систем, хотя теория, как таковая, отсутствует, и каждый из авторов (см., например, [6-8]) самостоятельно рассчитывает детали магнетосопротивления, отвечающие данному эксперименту, ссылаясь на неопубликованную работу Стерна [9].

1. Уравнения из [3], содержащие координатную нелинейность для электрохимического потенциала  $\varphi(x)$  в задаче о протекании тока вдоль полосы шириной  $2w$  в условиях  $\sigma_{yy} = 0$ , суть

$$\delta n(x) = \frac{e\nu}{\hbar\omega_c} \varphi''(x), \quad \varphi(x) = \begin{cases} 0, & x = -w \\ V, & x = +w \end{cases}, \quad (1)$$

$$\omega_c = eH/m_*c,$$

$$\varphi'(x) = \frac{2e}{\kappa} \int_{-w}^{+w} ds \frac{\delta n(s)}{x-s}, \quad \delta n = n - n_d; \quad (2)$$

$$j_y(x) = \frac{e\nu}{h} \varphi'(x). \quad (3)$$

Здесь  $V$  - холловская разность потенциалов,  $e\delta n$  - локальная плотность заряда,  $j_y(x)$  - локальная плотность тока,  $\kappa$  - диэлектрическая постоянная,  $m_*$  - эффективная масса электрона,  $\nu$  - фактор заполнения, который в теории [3] считается целочисленным,  $h$  - постоянная Планка. Граничные условия из (1) по мнению авторов [3] можно накладывать на электропотенциал. В результате, два первых уравнения являются замкнутыми, определяя  $\varphi(x)$  в

терминах  $\nu$ ,  $V$  и геометрии полоски. Что касается распределения тока  $j_y(x)$  (3), то оно следует поведению  $\varphi'(x)$ . Подобная ситуация возможна в связи с вырожденностью одномерной задачи, когда требование  $\text{div } j = 0$  выполнено автоматически. В результате, схема (1) – (3) оказывается самосогласованной без участия в задаче электрохимического потенциала  $\mu$ .

2. Заметим теперь, что уравнение (1) из [3] приближенно. Более полная форма этого уравнения выглядит так:

$$\pi l_H^2 (\delta n - \frac{e\nu}{\hbar\omega_c} \varphi'') = \left\{ \sum_i f(\epsilon_i + e\varphi - \mu) - \pi l_H^2 n_d \right\},$$

$$\epsilon_i = \hbar\omega_c(l + 1/2), \quad l_H^2 = c\hbar/eH, \quad f(x) = [e^{x/T} + 1]^{-1}. \quad (4)$$

В определении (4)  $l_H$  – магнитная длина,  $\mu(x)$  – текущее значение электрохимического потенциала,  $n_d$  – плотность доноров. При записи (4) опущен вклад краевых состояний магнитного происхождения (такое упрощение допускалось в [3]). Согласно (4) отклонение плотности электронов от равновесной  $n = n_d$  обусловлено двумя причинами. Во-первых, сдвижкой центров осцилляторных функций под действием поля  $\varphi'(x)$ , (этот эффект обсуждался в [3] и приводит к слагаемому  $\sim \varphi''$  в правой части (4)). Во-вторых, зависимостью от  $x$  комбинации  $e\varphi - \mu$  в аргументах фермиевских функций правой части (4). Этот эффект авторами [3] опущен, но именно он ответственен за магнитоэлектрические эффекты в проблеме магнитоёмкости. Полагая в дальнейшем, что для полосы с током электропотенциал  $\varphi(x)$  есть линейная функция координат, то есть умышленно пренебрегая эффектом нелинейности из [3], и ограничиваясь рассмотрением условий, в которых фактор заполнения  $\nu(x) = \pi l_H^2 n(x)$  не превышает значения двух, можно привести определение (4) к форме, удобной для дальнейшего обсуждения

$$\mu(x) = \frac{1}{2} \hbar\omega_c + e\varphi(x) - T \ln S(x), \quad (5)$$

$$S(x) = \frac{1}{2} \left( \frac{1}{\nu} - 1 \right) + \sqrt{\frac{1}{4} \left( \frac{1}{\nu} - 1 \right)^2 + \epsilon \left( \frac{2}{\nu} - 1 \right)}, \quad (5a)$$

$$\nu \equiv \nu(x) = \pi l_H^2 n(x), \quad n(x) = n_d + \delta n(x), \quad \epsilon = \exp \left( -\frac{\hbar\omega_c}{T} \right) \ll 1. \quad (5b)$$

В равновесных условиях  $\mu = \text{const}$ , и соотношение (5) вместе с уравнением Пуассона (2) определяет особенности магнитоёмкости (например, в задаче о плоском конденсаторе, одной из пластин которого является  $2D$ -система). При этом влияние магнитного поля определяется комбинацией  $T \ln S$ , которая меняется скачком от нуля до  $\hbar\omega_c$  при переходе через точку  $\nu = 1$ .

При наличии стационарного тока вдоль полосы определения (4), а значит, и (5) должны сохраняться (область применимости (5) та же, что и для формулы (1)). Однако электрохимический потенциал  $\mu$  уже не обязан быть постоянным вдоль оси  $x$ . Более того, граничные условия (1) следует накладывать не на  $\varphi$ , а на  $\mu$ . Ибо именно отклонение  $\mu$  от постоянной величины может являться причиной для возникновения среднего тока  $\langle j_y \rangle$  вдоль полосы.

Итак, предлагаемая цепочка определений в нашем случае выглядит так. Прежде всего, определение (3) позволяет связать распределение тока  $j_y$  с полем  $\varphi'(x)$ . В случае  $n_d = \text{const}$ ,  $j_y = \text{const}$ . Зная

$$\varphi'(x) = \frac{\hbar}{e\nu} j_y, \quad (6)$$

находим с помощью (2) распределение плотности электронов:

$$\delta n(x) = \frac{\kappa \hbar j_y}{2\pi e^2 \nu} \frac{\xi}{\sqrt{1 - \xi^2}},$$

$$\xi = x/w, \quad \int_{-w}^{+w} \delta n dx = 0 \quad (7)$$

Последний этап – определение электрохимического потенциала  $\mu(x)$ . С этой целью используем формулу (5) с  $\delta n(x)$  из (7) и  $\varphi'(x)$  из (6). Константа  $\varphi_0$ , содержащаяся в определении  $\varphi(x)$  (6), может быть определена из требования

$$\mu(-w) = \mu_0. \quad (8)$$

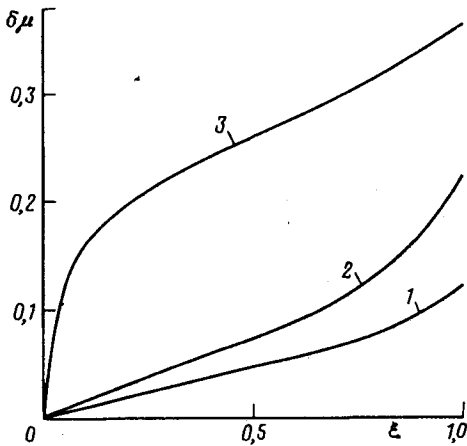
На другом конце полагаем

$$\mu(+w) = \mu_0 + eV. \quad (9)$$

Комбинируя (8), (9), находим ВАХ 2D-полоски с фактором заполнения, близким к целочисленному:

$$eV = 2w\varphi' + T \ln \frac{S(+w)}{S(-w)}. \quad (10)$$

Продемонстрируем степень нелинейности координатной зависимости  $\mu(x)$  при



Зависимость  $\delta\mu$  от  $\xi$  при фиксированном значении  $j$  для трех температур  $t$ : кривая 1 -  $t = 0,07$ , 2 -  $t = 0,05$ , 3 -  $t = 0,03$ . Определения  $\delta\mu$ ,  $t$ ,  $\xi$  см. (11)

монотонном изменении температуры и фиксированном значении полного тока  $I = 2w j_y$ . Выбирая подходящие безразмерные переменные

$$\delta\mu(\xi) = \frac{\mu(\xi) - \mu(0)}{\hbar\omega_c}, \quad t = \frac{T}{\hbar\omega_c}, \quad \xi = \frac{x}{w} \quad (11)$$

и полагая, что в отсутствие тока

$$\pi l_H^2 n_d = 1,$$

находим из (5)–(7) зависимости  $\delta\mu(\xi)$  при фиксированном, достаточно малом  $j_y$ , и трех разных  $t$ : 0,07; 0,05; 0,03, соответственно (см. рисунок).

Отметим, что полученные выше результаты не имеют прямого отношения к экспериментам [1,2], так как в этих экспериментах присутствовал экранирующий электрод. Однако нелинейность в поведении  $\delta\mu(\xi)$  очевидна, что и требовалось продемонстрировать.

- 
1. P.F.Fontein, P.Hendriks, and J.H.Wolter, Surf. Sci. **229**, 47 (1990).
  2. P.F.Fontein, P.Hendriks, F.A.P.Blum et al., Surf. Sci. **263**, 91 (1992).
  3. A.H.MacDonald, T.M.Rice, and W.F.Brinkman, Phys. Rev. **B28**, 3648 (1983).
  4. N.O.Balaban, U.Meirav, H.Shtrikman, and Y.Levinson. Phys. Rev. Lett. **71**, 1443 (1993).
  5. S.Kawaji, K.Hirakawa, and M.Nagata, Physica **B184**, 17 (1993).
  6. V.Mosser, D.Weiss, K.V.Klitzing, et al., Sol. St. Comm. **58**, 5 (1986).
  7. V.M.Pudalov, S.G.Semenchinsky, and V.S.Edel'man, ZhETF **89**, 1870 (1985).
  8. J.L.Lee, P.J.Stiles, and M.Heiblum, Surf. Sci. **263**, 120 (1992).
  9. F.Stern, IBM Internal Report (1970), unpublished.