

ВАХ ЗАМАГНИЧЕННОГО 2D-ЭЛЕКТРОННОГО КАНАЛА С ФАКТОРОМ ЗАПОЛНЕНИЯ, БЛИЗКИМ К ЦЕЛОЧИСЛЕННОМУ

В.Б.Шикин

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

Поступила в редакцию 29 декабря 1994 г.

Предлагается схема расчета ВАХ двумерного электронного канала в сильном магнитном поле при факторах заполнения, близких к целочисленным. Основная часть холловского тока в этой схеме имеет краевое происхождение. Объемная часть в линейном режиме экспоненциально мала и начинает быстро расти пороговым образом при постепенном увеличении полного холловского тока. При низких температурах этот процесс носит скачкообразный характер и отвечает пробую квантового эффекта Холла.

Хорошо известное явление пробоя квантового эффекта Холла наблюдается, как правило, в области $eV \gg \hbar\omega_c$ (см. [1-5]). Здесь V – холловская разность потенциалов, ω_c – циклотронная частота. При этом критический ток I_c линейно растет с увеличением ширины канала. Однако недавно было показано [6], что для достаточно узких каналов сильная нелинейность вольт-амперной характеристики (ниже ВАХ) появляется уже в области $eV \sim \hbar\omega_c$. В этих экспериментах критический ток слабо (логарифмически) зависит от ширины канала $2W$. Авторы [6] объясняют свои данные (в основном зависимость $I_c \sim \ln W$), используя картину [7] распределения холловских токов в электронном канале, но теория [7] верна лишь в области $eV \ll \hbar\omega_c$. Ее привлечение к описанию ВАХ в нелинейных условиях трудно обосновать.

Целью данной работы является построение ВАХ для протяженного 2D-электронного канала в сильном магнитном поле, нормальном плоскости канала при факторах заполнения ν , близких к целочисленным: $\nu = 1, 2, 3$. При этом используется трактовка магнитоэлектрических явлений, изложенная в [8]. Расчеты подтверждают наличие в задаче критического тока I_c и его масштаб, наблюдаемый в [6]. Зависимость I_c от ширины канала в этой модели оказывается достаточно слабой. Однако настаивать на логарифмическом законе $I_c \sim \ln W$ приведенные численные расчеты не позволяют.

Информация, изложенная ниже, полезна также для уточнения условий и приближений, в которых справедлива краевая интерпретация квантового эффекта Холла (см., например, [9-10]).

Рассмотрим электронный канал, вытянутый вдоль оси y , имеющий ширину $2W$, $-W < x < +W$ и помещенный в магнитное поле H , нормальное плоскости канала. В условиях $\sigma_{xx} \ll \sigma_{xy}$ и определении закона Ома из [7] холловский ток имеет в основном краевое происхождение. Вводя краевую I_c и объемную I_b его составляющие, имеем

$$I = I_c + I_b = \nu e^2 V / 2h, \quad (1)$$

$$I_c = \nu e^2 [\mu(W) - \mu(-W) - e\varphi(W) + e\varphi(-W)] / h, \quad (2)$$

$$I_b = \nu e^2 [e\varphi(W) - e\varphi(-W)] / h, \quad (3)$$

$$\mu(W) - \mu(-W) = eV. \quad (4)$$

Здесь $\mu(x)$, $\varphi(x)$ – значения электрохимического и электрического потенциалов по сечению полосы, V – холловская разность потенциалов. Связь между $\varphi(\pm W)$ и V определена ниже, холловская проводимость σ_{xy} выражена в единицах e^2/h .

Падение напряжения V_{yy} вдоль оси y возникает из требования непротекания тока через грани $x = \pm W$ и равно

$$\sigma_{xy} V_{yy} = \sigma_{xx} \int_1^2 dy d\varphi(\pm W)/dx. \quad (5)$$

Точки 1,2 – отвечают положению измерительных контактов.

Используя подходящие безразмерные переменные

$$v = eV/\hbar\omega_c, \quad \phi = e\varphi/\hbar\omega_c, \quad t = T/\hbar\omega_c, \quad \xi = x/W, \quad (6)$$

запишем связь между v и ϕ , найденную в [8]:

$$\phi(+1) - \phi(-1) = \gamma j, \quad (7)$$

$$v = \gamma j - t \ln S_+/S_-, \quad (8)$$

$$j = j_e/j_*, \quad j_* = \nu e^3 n_d / \hbar \kappa, \quad \gamma = 2W e^2 n_d / \kappa \hbar \omega_c, \quad (9)$$

$$2S_{\pm} = (\nu_{\pm}^{-1} - 1) + \sqrt{(\nu_{\pm}^{-1} - 1)^2 + 4\epsilon(2\nu_{\pm}^{-1} - 1)}, \quad (10)$$

$$\nu_{\pm} = \nu \pm j/\sqrt{2\delta}, \quad \delta = l_H/W, \quad l_H^2 = c\hbar/eH, \quad t = T/\hbar\omega_c, \quad (11)$$

$$\nu = \pi l_H^2 n_s, \quad \epsilon = \exp(t^{-1}) \ll 1, \quad (12)$$

где j – постоянная по сечению канала плотность тока, n_s – равновесная плотность электронов в канале, l_H – магнитная длина.

В случае $\nu = 1$ и $j < \epsilon$ определение $v(j)$ (8) линеаризуется:

$$v \cong \gamma j + tj/\sqrt{2\delta\epsilon}. \quad (13)$$

В условиях экспоненциальной малости параметра ϵ второе слагаемое в правой части (13) является основным, и объемная плотность тока j для данного v экспоненциально мала. Этот результат удачно дополняет модель [9], согласно которой квантовый эффект Холла в линейной области $eV \ll \hbar\omega_c$ имеет краевое происхождение. В нашем случае полный ток I (1) является, в основном, краевым, если $I_c \gg I_b$. Согласно (13), (7), (3) и (2), это неравенство действительно выполняется.

В общем случае формула $v(j)$ (8) сильно нелинейна. Графики зависимости $v(j)$ для $\nu = 1$, разных t и других параметров задачи, отвечающих данным [6], приведены на рис.1. В области $t \ll 1$ нелинейность проявляется достаточно резко при значениях $v \leq 1$. Для характерных значений $t \leq 10^{-3}$, используемых в экспериментах [6], нелинейность приобретает вид излома. Однако, если говорить о численном значении I_c , то его экспериментальная величина в полтора-два раза превосходит рассчитанную на рис.1.

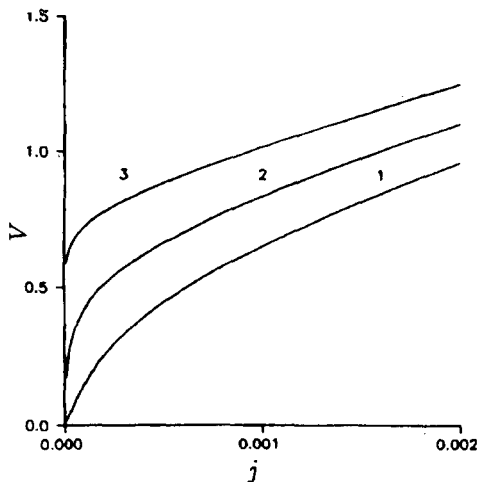


Рис.1

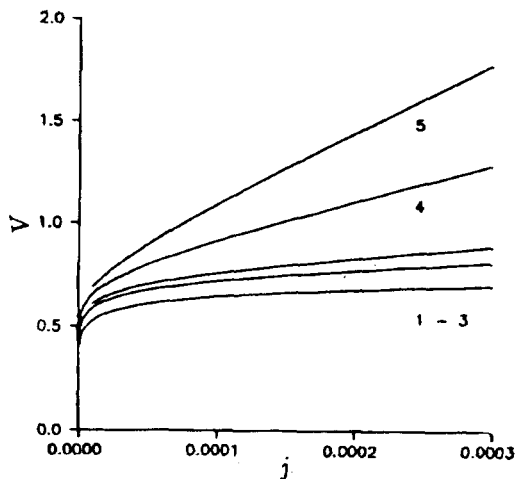


Рис.2

Рис.1. Связь между плотностью "объемной" компоненты холловского тока j и холловским напряжением в соответствии с формулой (8). Кривые 1-3 отвечают разным температурам t : 0,075, 0,050, 0,025. Параметры для определения числа γ из (8) таковы: $\kappa = 10$, $W = 10^{-3}$ см, $n_d = 10^{11}$ см $^{-2}$, $m_* = 0,07m_e$, $H = 10$ Т

Рис.2. Влияние ширины канала W на зависимость $v(j)$ (8) при $t = 0,025$ и $H = 10$ Т. Кривые 1-5 - соответственно для ширины $W = (0, 2; 2; 4; 16; 32) \cdot 10^{-3}$ см

Таким образом, предложенная схема содержит нелинейные эффекты, характерные для поведения ВАХ 2D-систем в сильном магнитном поле, дает правильный масштаб критического тока I_c и его слабую зависимость от ширины канала $2W$. Кроме того, эта схема определяет условия, достаточные для реализации сценария Бюттикера [9] в квантовом эффекте Холла вблизи целочисленных значений ν , а именно, бездиссипативный характер краевых токов и определение объемных токов в виде $j_i = \sigma_{ik} \partial \varphi / \partial x_k$.

Работа частично финансирована международным фондом INTAS (грант 93-933).

1. G.Ebert, K.von Klitzing, K.Ploog, and G.Weimann, J. Phys. C16, 5441 (1983).
2. M.E.Cage, R.F.Dziuba, B.F.Field et al., Phys. Rev. Lett. 51, 1374 (1983).
3. H.L.Stormer, A.M.Chang, D.C.Tsui, and J.C.M.Hwang, in Proc. 17 ICPS, 1984, San Francisco, eds. J.D.Chadi and W.A.Harrison (Springer-Verlag, Berlin, 1985), p.267.
4. S.Komiyama, T.Takamasu, S.Hiyamizu, and S.Sasa, Solid State Commun. 54, 479 (1985).
5. S.Kawaji, K.Hirakawa, and M.Nagata, Physica B184, 17 (1993).
6. N.Q.Balaban, U.Meirav, H.Shtrikman, and Y.Levinson, Phys. Rev. Lett. 71, 1443 (1993).
7. A.C.MacDonald, T.M.Rice, and W.F.Brinkman, Phys. Rev. B28, 3648 (1983).
8. В.Б.Шикин, Письма в ЖЭТФ 59, 794 (1994).
9. M.Buttiker, Phys. Rev. B38, 9375 (1988).
10. K.von Klitzing, Physica B184, 1 (1993).