

Пробой КЭХ в регулярно неоднородных 2D электронных системах

В. Б. Шикин

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

Поступила в редакцию 23 мая 2006 г.

Обсуждается механизм пробоя для ВАХ системы целочисленных холловских каналов в 2D образце с регулярно неоднородным распределением 2D электронной плотности. Показано, что появление на “берегах” таких полосок внешнего потенциала V ведет к альтернативе: с ростом V ширина полоски сжимается вплоть до нуля, либо она растет геометрически, но “портится качественно”. В обоих случаях со своими (разными) порогами целочисленные полоски теряют свойства, присущие им в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ). Эти пороги ассоциируются в работе с явлением несимметричного пробоя КЭХ для системы целочисленных каналов.

PACS: 75.50.–h

В недавних интересных экспериментах [1–4] предложена оригинальная методика измерения вольт-амперной характеристики (ВАХ) между отдельными целочисленными полосками, являющимися “носителями” квантового эффекта Холла (КЭХ) в регулярно неоднородных образцах (регулярно неоднородными автор называет 2D системы конечных размеров, электронная плотность $n(x, y)$ которых возмущена на масштабах порядка размеров образца какими-либо внешними воздействиями: за счет контактных явлений, влияния управляющих электродов и т.д.). Оказалось, что данная вольт-амперная характеристика в своей нелинейной части напоминает ВАХ для пробоя КЭХ. Речь идет о резком возрастании наблюдаемого тока J при достижении некоего критического значения внешнего напряжения V . Для объяснения пробоя, наблюдавшегося еще в 80-е годы [5], предложен ряд сценариев [6–10]. Все они манипулируют с исходно однородными, бесконечными 2D системами и мало пригодны для трактовки нелинейных транспортных явлений в неоднородных образцах. Разрушение под действием внешних причин целочисленных каналов в регулярно неоднородных образцах не “вписывается” в рамки имеющихся представлений о пробое КЭХ и нуждается в специальном обсуждении. Изложение этой теории приводится ниже.

Конкретизируя задачу, будем полагать, что:

а) речь идет о диске Корбино в квазиодномерном приближении, когда

$$2w \ll R, \quad 2w = R_1 - R_2, \quad R = (R_1 + R_2)/2, \quad (1)$$

здесь R_1, R_2 – внешний и внутренний радиусы двумерной части диска;

б) спиновые эффекты опускаются (отсутствие спинов не принципиально, но упрощает задачу);

в) температура T заметно меньше циклотронной энергии $\hbar\omega_c$, но превосходит характерную корреляционную энергию, что позволяет (как и в [11–13]) использовать статистику свободных электронов в магнитном поле;

г) контактная энергия W , ответственная за регулярную неоднородность 2D полосы шириной $2w$, симметрична по отношению к центру полоски $2w$, так что в электростатическом приближении

$$n_0(x) = \frac{\kappa w W}{\pi^2 e^2 (w^2 - x^2)}, \quad (2)$$

где κ – диэлектрическая постоянная среды, в которую может быть погружена 2D система; расходимости на концах интервала $-w \leq x \leq +w$ несущественны и при желании могут быть устранены уточнением электростатических условий равновесия; масштаб энергии W сравним с циклотронной энергией $\hbar\omega_c$, так что в полоске $2w$ могут возникать один либо пара целочисленных каналов. Возможна и обратная картина в поведении $n_0(x)$, когда под влиянием внешних полей с терминалов, охватывающих корбино-диск, эта плотность имеет нули на своих берегах;

д) обсуждается “диэлектрический” сценарий развития событий, в котором сначала приготавливаются целочисленные полоски, а затем система “нагружается” внешним электрическим полем в условиях $J(V) = 0$.

С учетом перечисленных условий задача состоит в определении свойств одного или нескольких целочисленных каналов, расположенных вдоль полосы $2w$, при наличии на ее берегах внешней разности потенциалов V , способной разрушить целочисленность

этих каналов, а значит, и привести к появлению тока в поперечном к целочисленным полоскам направлении.

1. “Диэлектрический” сценарий пробоя КЭХ, которого придерживаются авторы [1–4], означает, что неизбежно существующий и на начальных стадиях ВАХ ток $J(V)$ недостаточен для интегрального изменения картины (2) распределения плотности электронов на всей ширине $2w$ корбино-диска (утверждение контролируется показаниями электрометра, фиксирующего масштаб переноса заряда между берегами $\pm w$ при наличии $V \neq 0$). Следовательно, в условиях [1–4] с появлением $V \neq 0$ целочисленные полоски ведут себя как идеальные диэлектрики, не пропускающие поперечных токов, что естественно в условиях $T \ll \hbar\omega_c$. Наличие $V \neq 0$ ведет лишь к перераспределению внутренних потенциалов φ_i между полосками, что, в конечном итоге, может приводить к их “захлопыванию”, каждой по отдельности. Когда все полоски оказываются разрушенными, появляется скачком ток $J(V)$.

Процесс аннигиляции полосок содержится естественным образом в феноменологической теории Шкловского с соавторами [11–13]. В оригинале выгода перераспределения электронной плотности в окрестности ее целочисленных точек,

$$\nu(x) = \pi l_H^2 (n_s + \delta n(x_i)) = i; \quad i = 1, 2, 3, \dots, \quad (3)$$

возникающих при включении магнитного поля, нормального плоскости 2D системы, обеспечивается циклотронной энергией $\hbar\omega_c$. Здесь l_H – магнитная длина. А стабилизация каналов на целочисленном уровне обеспечивается избыточным кулоновским взаимодействием электронов, вовлеченных в процесс образования канала. Определение отдельной ширины полоски $2a$ из [11–13] при этом выглядит так:

$$a_i^2 = 2\kappa\hbar\omega_c / (\pi^2 e^2 dn(x_i)/dx) \quad (4)$$

и справедливо при $T \rightarrow 0$. Согласно [11–13], процесс формирования каждой из полосок может рассматриваться независимо.

Внешнее поле поляризует все проводящие прослойки между целочисленными каналами, что приводит к изменению их потенциалов φ_i и, как следствие, возникновению дополнительных разностей потенциалов

$$\delta\varphi_i = \varphi_i - \varphi_{i+1}$$

на берегах каждого из целочисленных каналов. Согласно идеологии [11–13], наличие $\delta\varphi_i \neq 0$ немедленно сказывается на ширине каналов a_i^2 , а именно,

$$a_i^2(V) = 2\kappa[\hbar\omega_c \pm e\delta\varphi_i] / (\pi^2 e^2 dn(x_i)/dx). \quad (5)$$

Здесь e – заряд электрона по модулю, знаки \pm в определении (5) зависят от того, способствует $\delta\varphi_i \neq 0$ разделению зарядов в данном канале или препятствует ему (напомним, что энергия $\hbar\omega_c$ всегда стимулирует этот процесс).

Очевидно,

$$a_i^2(V) = 0, \quad (6)$$

если

$$[\hbar\omega_c \pm e\delta\varphi_i] = 0. \quad (6a)$$

Для определения φ_i следует ввести понятие емкостей C_i на единицу длины целочисленных каналов. Очевидно, эти емкости различны, так как они зависят от ширины a_i^2 (подробнее см. ниже). В терминах C_i на “склоне” профиля $n_0(x)$ с монотонным значением $dn_0(x)/dx$ имеется цепочка уравнений

$$C_i\varphi_i = C_{i+1}(\varphi_{i+1} - \varphi_i), \quad 1 \leq i \leq I, \quad (7)$$

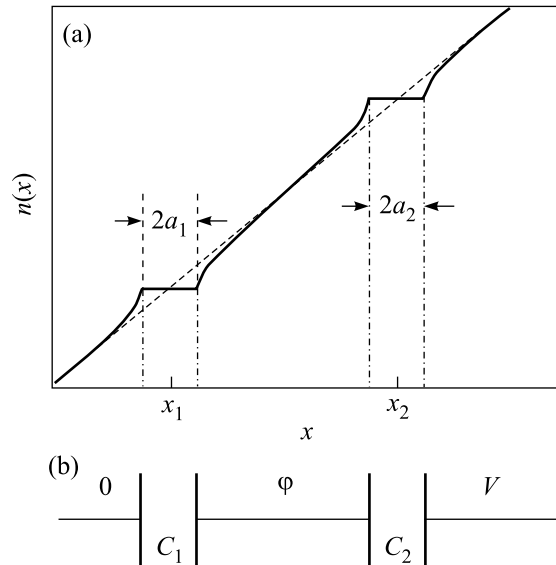
которая вместе с требованием

$$\sum_{i=1}^I \varphi_i = V \quad (8)$$

достаточна для определения всех φ_i в терминах C_i и V . Например, для ситуации с двумя каналами, изображенной на рисунке,

$$\varphi_1(V) \equiv \varphi(V) = \frac{C_2}{C_1 + C_2} V. \quad (9)$$

Характерно, что в случае $I > 1$ все $\varphi_i < V$, и потому



Схема, поясняющая относительное положение соседних целочисленных полосок и эквивалентную цепочку емкостей

пробой наступает в области

$$V_c > \hbar\omega_c. \quad (10)$$

При этом величина V_c растет с ростом числа целочисленных каналов.

2. Переходя к обсуждению ситуации, в которой ширина полос растет с увеличением V , и желая связать появление тока через такие полосы с ухудшением их так называемого “качества”, напомним определение этого понятия. Каждая целочисленная полоска характеризуется значением своего фактора заполнения (3) и ее шириной $2a_i$ (5). Кроме того, реальные полоски имеют конечный “наклон” для производной $dn(x)/dx$, рассчитанный в центре полосы:

$$n'_i = n'_o/(1 + \gamma), \quad 0 < \gamma \leq +\infty. \quad (11)$$

Здесь n'_o – производная $dn_o(x)/dx$ в центре полоски для невозмущенного профиля, n'_i – реальное значение этой производной в сформированной полосе, параметр γ назван в [14] качеством полоски. В теории [11–13] этот параметр полагается бесконечным, и потому качество полоски идеально, то есть

$$n'_i|_{\gamma \rightarrow \infty} \rightarrow 0. \quad (12)$$

Реально, согласно (11), этот наклон конечен и контролируется комбинацией [14]

$$\gamma = \frac{\pi\kappa T l_H^2}{4ae^2\epsilon^{1/2}}, \quad \epsilon = \exp(-\hbar\omega_c/T) \ll 1. \quad (13)$$

Здесь T – температура, l_H^2 – магнитная длина, $2a$ – ширина данного канала. Определение $2a$ из [14] практически совпадает с выражением (5). Для удобства детали определения γ воспроизводятся в Приложении.

Интересующая нас в дальнейшем деталь касается обратной зависимости γ от a . Очевидно, с ростом $a(V)$ (именно этот сценарий обсуждается в данном разделе) качество γ канала падает, и, в конечном итоге, он теряет свои “диэлектрические” свойства.

Таким образом, возникает следующее качественное утверждение. Структура ВАХ для тока поперек совокупности целочисленных каналов, расположенных на одном склоне $n_o(x)$, должна быть асимметричной: одно из плечей $J(V)$ имеет относительно резкий край с $dJ/dV \neq 0$, когда речь идет о прямой аннигиляции ширины полоски в условиях (6а) (если полосок несколько, то далее идет лавина разрушений за счет перераспределения потенциалов φ_i), другое, более пологое плечо при инверсии знака V с плавным поведением dJ/dV , отвечает процессу, в котором ширина полос растет, но портится их качество (13).

3. Несколько слов о диагностических возможностях методики [1–4]. Асимметрия ВАХ позволяет, прежде всего, определить, как “устроена” неоднородная плотность образца. Имеет ли она структуру $n_o(x)$ (2) с ростом плотности к концам образца. Или же речь идет о распределении $n_o(x)$, плавно спадающем при удалении от его центра.

Интересная диагностическая информация содержится в коэффициентах C_i (7). Для их определения надо решить задачу Дирихле

$$\varphi(x, z)|_{z \rightarrow 0} = \begin{cases} 0, & -\infty < x < -b, \\ \varphi, & -b < x < +b, \\ V, & +b < x < \infty. \end{cases} \quad (14)$$

Здесь $2b = x_2 - x_1$, x_2, x_1 – координаты центров соседних целочисленных полосок (см. рисунок), начало координат в (14) центрировано относительно этих точек.

Располагая $\varphi(x, z)$ (14), нетрудно найти распределение плотности электронов вдоль проводника

$$\delta n(x) = \frac{1}{4\pi e^2} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{+0} - \frac{\partial \varphi}{\partial z} \Big|_{-0} \right)$$

или

$$\delta n(x) = \frac{b(2e\varphi_i - eV) - eVx}{2\pi e^2(b^2 - x^2)}, \quad (15)$$

после чего емкости C_i находятся в явном виде:

$$C_1\varphi_1 = \int_{-b}^{+b} \delta n(s) ds, \quad C_2(V - \varphi_1) = \int_{-b}^{+b} \delta n(s) ds. \quad (16)$$

Присутствующие здесь расходимости “обрезаются” на ширинах $2a_1, 2a_2$ целочисленных каналов. В результате, емкости оказываются зависящими от $2b$ и $2a_1, 2a_2$.

Резюме. Методика [1–4], позволяющая тестировать свойства отдельных целочисленных каналов в регулярно неоднородных 2D электронных системах, интересна и перспективна с разных точек зрения. Прежде всего, учитывая достаточно общий характер неоднородностей $n_o(x)$, возникающих в транспортных экспериментах с 2D заряженными устройствами, наблюдаемая нелинейность ВАХ и ее трактовка отвечают одному из основных сценариев развития пробоя КЭХ, разнообразные формы которого давно являются предметом дискуссий. Полезно также отметить, что особенности ВАХ из [1–4] должны трактоваться в предположении о равновесности структуры целочисленных каналов к моменту, предшествующему началу развития пробоя. Другая, возможная постановка задачи о ВАХ с использованием

требования постоянства по сечению образца не химического потенциала, а тока J , также реализована в [1–4]. Это автоматически происходит с повышением температуры в область $T \leq \hbar\omega_c$, где характерная низкотемпературная асимметрия ВАХ пропадает.

Автор благодарен В. Гантмахеру, В. Долгополову и С. Иорданскому за обсуждение результатов работы и полезные замечания. Работа поддержана Грантами Российского фонда фундаментальных исследований # 06-02-17121 и Программой Президиума РАН “Свойства конденсированных сред”.

Приложение

В окрестности центра x_i полоски, которая выбирается за начало отсчета, исходное уравнение, содержащее информацию о качестве канала, удобно записать следующим образом:

$$\frac{2e\epsilon^{1/2}}{\kappa T} \int_{-a}^{+a} ds \frac{[\delta n(s) - \delta n_o(s)]}{(x-s)} = -\frac{d\nu}{dx}. \quad (\text{П1})$$

При получении (П1) использованы свойства химического потенциала для электронов в магнитном поле в пределе $\nu \rightarrow 1$. Кроме того, из обеих частей (П1) вычтена производная электропотенциала, порождаемого исходным распределением плотности $\delta n_o(x)$ (согласно общим требованиям равновесия, в заряженной системе без магнитного поля такая производная равна нулю). Далее, величина $\delta n(x)$ серьезно возмущена лишь на интервале $\pm a$. В результате, разность $\delta n(x) - \delta n_o(x)$ отлична от нуля именно на этом интервале в центре с x_i , что и использовано в записи (П1) (пределы $\pm w$ заменены на $\pm a$, здесь же “срабатывает” абстрагирование, как и в [11–13], от воздействия соседних каналов).

Уравнение (П1) иллюстрирует причины холловского “уплощения” профиля $n(x)$ в окрестностях целочисленных точек. Производная $d\nu(x)/dx$ в таких точках экспоненциально мала в меру $\epsilon \rightarrow 0$.

Для количественной оценки $dn(x_i)/dx$ положим, как и в [11–13],

$$\delta n(x) - \delta n_o(x) \simeq (n'_i - n'_o)\delta x, \quad (\text{П2})$$

где δx отсчитывается от центра данного канала. Возникающий при этом интеграл вычисляется, после чего уравнение (П1) в окрестности x_i сводится к опре-

делению n'_i :

$$n'_i = n'_o / (1 + \gamma); \quad \gamma = \frac{\pi \kappa T l_H^2}{4ae^2 \epsilon^{1/2}} \gg 1. \quad (\text{П3})$$

Неравенство $\gamma \gg 1$, имеющее место, в основном, за счет малости параметра $\epsilon \rightarrow 0$, необходимо для реализации упрощений (П1), (П2). Параметр γ из (П3) использован в определении (13) основного текста.

Формула (П3) дает удобный критерий определения “качества” полоски. Если

$$n'_i \ll n'_o, \quad (\text{П4})$$

можно говорить о хорошо определенном целочисленном канале. В обратном пределе

$$n'_i \leq n'_o \quad (\text{П5})$$

канал теряет свои специфические целочисленные свойства.

1. A. Wurtz, R. Wildfeuer, A. Lorke et al., Phys. Rev. B **65**, 075303 (2002).
2. E. Deviatov, V. Dolgoplov, and A. Wurtz, JETP Lett. **79**, 618 (2004).
3. E. Deviatov, A. Wurtz, A. Lorke et al., Phys. Rev. B **69**, 115330 (2004).
4. E. Deviatov, V. Dolgoplov, A. Wurtz et al., Phys. Rev. B **72**, 1(R), (2005), proof copy [BCR1045] RO02528PRB.
5. G. Ebert, K. v.Klitzing, K. Ploog, and C. Weiman, J. Phys. **16**, 5441 (1983).
6. M. Cage, R. Dsiuba, B. Field et al., Phys. Rev. Lett. **51**, 1374 (1983).
7. S. Komiyama, T. Takumasu, S. Hiyamizy, and S. Sasa, Solid St. Com. **54**, 479 (1985).
8. А. Шашкин, В. Долгополов, С. Дорожкин, ЖЭТФ **91**, 1897 (1986).
9. В. Пудалов, С. Семенчинский, Письма ЖЭТФ **42**, 188 (1985).
10. N. Balaban, U. Meirev, H. Shtricman, and Y. Levinson, Phys. Rev. Lett. **71**, 1443 (1993).
11. D. Chklovskii, B. Shklovskii, and L. Glazman, Phys. Rev. B **46**, 4026 (1992).
12. D. Chklovskii, B. Shklovskii, and L. Glazman, Phys. Rev. B **46**, 15 606(E) (1992).
13. D. B. Chklovskii, K. F. Matveev, and B. I. Shklovskii, Phys. Rev. B **47**, 12605 (1993).
14. В. Шикин, Письма в ЖЭТФ **73**, 605 (2001).