

## Гигантский гистерезис магнетосопротивления в режиме квантового эффекта Холла

М. В. Буданцев<sup>1)</sup>, А. Г. Погосов, А. Е. Плотников, А. К. Бакаров, А. И. Торопов, Ж. К. Портал<sup>2)</sup>\*

*Институт физики полупроводников Сибирского отд. РАН, 630090 Новосибирск, Россия*

\* *GHMFL-CNRS, BP-166, F-38042 Grenoble, Cedex 9, France;  
INSA-Toulouse, Toulouse 31077, Cedex 4, France;  
and Institut Universitaire de France, Toulouse, France*

Поступила в редакцию 5 июля 2007 г.

Найдена простая система – двумерный электронный газ (2ДЭГ) с узкой проводящей проволокой, в которой наблюдается гигантский гистерезис как продольного, так и холловского магнетосопротивлений в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) при четных и нечетных факторах заполнения уровней Ландау  $\nu$ . Причем, при  $\nu = 1$  и  $\nu = 2$  он наблюдался на фоне плато нулевого сопротивления, а его размах по магнитному полю сравним с шириной плато. При входе в область гистерезиса магнетосопротивление меняется пороговым образом, то есть имеет место магнитоиндуцированный пробой КЭХ. Продемонстрировано, что указанная система отражает процессы релаксации в примыкающем к проволоке 2ДЭГ и, таким образом, является эффективным инструментом для изучения гистерезисных явлений в самом 2ДЭГ. Установлено, в частности, необычное “антикоэрцитивное” поведение гистерезиса. Сравнительный анализ полученных результатов с экспериментальными данными по изучению длительной релаксации вихревых токов и ферромагнитного состояния квантовой холловской жидкости указывает на общие физические причины возникновения этих эффектов.

PACS: 71.45.–d, 73.23.–b, 73.43.–f

В последнее время повышенный интерес к изучению двумерного электронного газа (2ДЭГ) в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) [1] обусловлен, в большей степени, эффектами электрон-электронного взаимодействия. Несмотря на большое количество экспериментальных и теоретических работ в этой области, на настоящий момент нет исчерпывающего представления о поведении 2ДЭГ в данных условиях. В качестве примера можно привести пробой КЭХ, который исследуется практически с момента открытия КЭХ, однако до настоящего момента нет единого подхода к его описанию (см., например, обзор [2]).

Особый интерес представляет состояние 2ДЭГ в магнитных полях, соответствующих целочисленным и дробным факторам заполнения уровней Ландау, когда наблюдается зануление продольного,  $R_L$ , и квантование холловского,  $R_H$ , сопротивлений. Изучение транспортных свойств традиционных 2Д систем ограничивается отсутствием магнетосопротивления в этих условиях, в связи с чем необходимо привлечение нетрадиционных методов и структур. Можно выделить ряд экспериментальных работ, в которых установлено наличие гистерезисных явлений в

этих условиях. Анализ литературных данных позволяет разделить эти работы на два практически не пересекающихся по цитированию направления: а) работы, в которых применяются “нетрадиционные” экспериментальные методы; б) работы, в которых изучаются “нетрадиционные” структуры. К первой группе можно отнести работы по изучению магнитоиндуцированного смещения заряда [3, 4], намагниченности (см. [5] и ссылки в ней), поверхностного электростатического потенциала [6, 7] в обычном 2ДЭГ в гетеропереходе AlGaAs/GaAs. В настоящий момент нет однозначного удовлетворительного объяснения наблюдающимся гистерезисным явлениям, однако доминирующей является модель, основанная на длительной релаксации вихревых токов в условиях зануления  $R_L$ . Ко второй группе можно отнести работы по изучению магнетосопротивления в системах с вырождением, обусловленным наличием дополнительной степени свободы – псевдоспином. К ним относятся системы с исчезающе малым  $g$ -фактором, где роль псевдоспина играет обычный электронный спин [8]; с большим  $g$ -фактором, в которых можно организовать пересечение двух соседних уровней Ландау с противоположной ориентацией спина [9], а также двухслойные системы с параллельными двумерными слоями [10, 11]. В этих работах был обнару-

<sup>1)</sup> e-mail: budants@isp.nsc.ru

<sup>2)</sup> J. C. Portal.

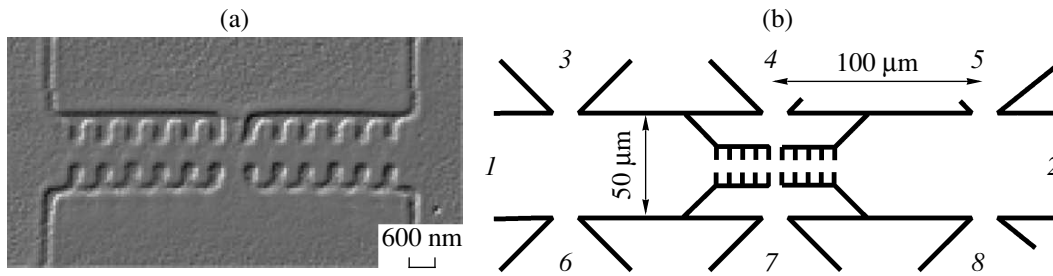


Рис.1. (а) Изображение узкого проводящего канала с периодически модулированными стенками, полученное в сканирующем электронном микроскопе. (б) Схематическое изображение расположения проводящего канала на холловском мостике

жен гистерезис магнетосопротивления, возникновение которого теоретически объясняется возникновением ферромагнитного порядка в квантовой холловской жидкости (КХЖ) [12].

В настоящей работе сообщается о наблюдении и исследовании гистерезиса “традиционного” магнетосопротивления ‘традиционного’ 2ДЭГ в гетеропереходе AlGaAs/GaAs со встроенной в него квантовой проволокой (рис.1). Были обнаружены петли гистерезиса магнетосопротивления, которые в сравнении с вышеупомянутыми экспериментами имеют гигантские амплитуду и размах по магнитному полю. Феноменологическое сходство полученных результатов с экспериментальными данными по исследованию длительной релаксации вихревых токов [5–7] и ферромагнитного состояния КХЖ [8–10] указывает на общие физические причины возникновения этих эффектов.

Результаты настоящей работы не позволяют однозначно установить физические причины гистерезисных явлений, однако в работе предложен новый, простой и эффективный, экспериментальный метод исследования этих явлений, а также описаны ранее не наблюдавшиеся особенности магнетосопротивления, которые удалось обнаружить с помощью этого метода.

Экспериментальные структуры изготавливались на основе 2ДЭГ в гетеропереходе AlGaAs/GaAs, подвижность и концентрация которого при температуре 4.2 К составляли  $\mu = 600 \div 800 \cdot 10^3$  В/см<sup>2</sup>·с и  $n_s = 3 \cdot 10^{11}$  см<sup>-2</sup>, соответственно. С помощью оптической литографии создавалась пара примыкающих друг к другу холловских мостиков с размерами  $W \times L = 50 \cdot 100$  мкм<sup>2</sup>. В центре этой структуры методом электронной литографии с последующим плазма-химическим травлением создавалась квантовая проволока в виде проводящего канала с периодической модуляцией стенок с периодом  $d = 600$  нм

(см. рис.1). Минимальная ширина канала с учетом областей обеднения составляла  $600 \div 700$  нм. Длина исследуемых структур составляла  $l = 6.6$  мкм. Геометрия структуры позволяла проводить измерения продольного сопротивления проволоки с примыкающими резервуарами 2ДЭГ  $R_L = U_{68}/I_{12}$ , холловского сопротивления проволоки  $R_H = U_{47}/I_{12}$ , а также холловского сопротивления немодулированного 2ДЭГ  $R_{H2DEG} = U_{36}/I_{12}$ .

Измерения проводились в режиме линейного отклика на переменном сигнале частотой 7 Гц, величина тянущего тока составляла  $10^{-9} \div 10^{-8}$  А. Магнитное поле ориентировалось перпендикулярно плоскости 2ДЭГ.

На рис.2 приведены зависимости продольного сопротивления  $R_L$  от магнитного поля  $B$ , измеренные при увеличении и уменьшении  $B$  при температуре 60 мК. Гигантский гистерезис наблюдается при целочисленных как четных, так и нечетных факторах заполнения уровней Ландау. Как видно из рис.2а, зависимости  $R_L$  симметричны относительно оси  $B = 0$ , что указывает на независимость эффекта гистерезиса от знака магнитного поля. Таким образом, в дальнейшем имеет смысл отслеживать изменение абсолютного значения магнитного поля  $|B|$ . Для краткости изменения магнитного поля, соответствующие увеличению и уменьшению  $|B|$ , будем обозначать  $B \uparrow$  и  $B \downarrow$ , соответственно.

Наиболее ярко гистерезис проявляется при факторах заполнения  $\nu = 1$  и  $\nu = 2$ . В этих магнитных полях гистерезис наблюдается в хорошо выраженном режиме квантового эффекта Холла – на фоне плато нулевого сопротивления  $R_L$  (рис.2б), а размах петли гистерезиса по магнитному полю по порядку величины сравним с шириной плато зануления. Так, при  $\nu = 1$  амплитуда петли гистерезиса имеет величину 10 кОм, и составляет 100% измеряемого сигнала, а ее размах по магнитному полю имеет величину

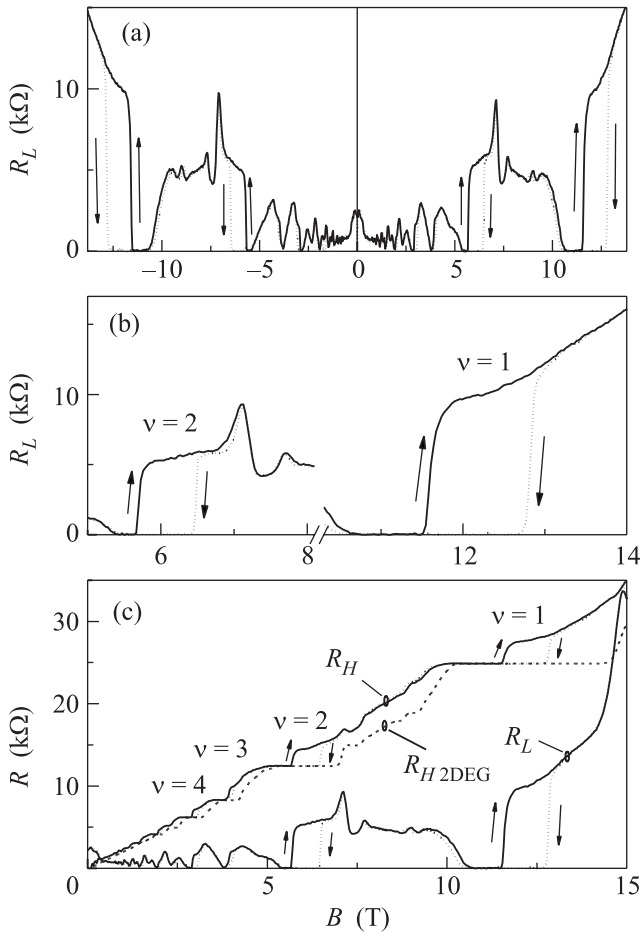


Рис.2. Магнетосопротивление образца, измеренное при температуре  $T = 50$  мК. (а) Продольное магнетосопротивление  $R_L(B)$  при разных знаках магнитного поля. (б)  $R_L(B)$  вблизи факторов заполнения  $\nu = 1$  и  $\nu = 2$ . (с)  $R_L$ ,  $R_H$  и  $R_{H2DEG}$  в магнитных полях от 0 до 15 Тл. Сплошной линией показаны  $R_L$  и  $R_H$ , измеренные при увеличении абсолютного значения магнитного поля, точечной – при уменьшении. Стрелки показывают направление развертки магнитного поля.  $R_{H2DEG}$  изображен пунктирной линией

$\Delta B \approx 1.2$  Тл. При  $\nu = 2$  амплитуда петли гистерезиса более 5 кОм, что составляет 100% измеряемого сигнала, а размах по магнитному полю составляет  $\Delta B \approx 0.7$  Тл. Эффект гистерезиса магнетосопротивления, обнаруженный в настоящей работе, существенно более выражен по сравнению с наблюдаемым ранее в одиночном 2ДЭГ со встроенным квантовым точечным контактом [13]. Рост магнетосопротивления при увеличении магнитного поля и падение при уменьшении  $B$  имеют пороговый характер: сопротивление структуры претерпевает скачок от нулевого значения до нескольких кОм. В данном слу-

чае можно говорить о магнитоиндуцированном пробое режима КЭХ.

Форма петель гистерезиса имеет следующую особенность. При  $B \uparrow$  развертке вход в область гистерезиса со стороны слабых магнитных полей сопровождается скачкообразным изменением  $R_L$  от нуля до конечного значения, которое при последующем увеличении плавно выходит из области гистерезиса. И наоборот, при обратном направлении развертки  $B \downarrow$  вход в область гистерезиса со стороны сильных магнитных полей сопровождается резким уменьшением  $R_L$  до нуля. То есть отклик  $R_L$  “опережает” изменение магнитного поля. Подобное поведение можно назвать “антикоэрцитивным”. Оно противоположно обычным гистерезисным явлениям, наблюдаемым, например, в намагничивании обычных ферромагнитных материалов, в которых отклик намагниченности в результате действия коэрцитивных сил отстает от изменения внешнего воздействия (магнитного поля). Такое поведение гистерезиса упоминается в литературе лишь для особых магнитных материалов и в нашем случае требует отдельного изучения.

Результаты измерения холловского сопротивления  $R_H$  проводящего канала представлены на рис.2с. Как видно из рисунка, зависимость  $R_H(B)$  также демонстрирует гигантский гистерезис при целочисленных факторах заполнения. Гистерезис холловского сопротивления наблюдается в тех же магнитных полях, что и гистерезис продольного сопротивления, причем  $R_H$  при входе в область гистерезиса также изменяется пороговым образом. Заметим, что при  $B \uparrow$  развертке в результате гистерезиса наблюдается сдвиг высокополевой границы плато холловского сопротивления в сторону слабых магнитных полей. Противоположный эффект возникает при обратном направлении развертки. Таким образом, можно говорить о том, что при целочисленных факторах заполнения “эффективная” концентрация 2Д электронов, определяющая магнетосопротивление, уменьшается при  $B \uparrow$  развертке и увеличивается при обратном направлении развертки  $B \downarrow$ . Анализ экспериментальных данных показывает, что разница в “эффективных” концентрациях, полученных для противоположных направлений развертки  $B$ , значительна и составляет 10% от среднего значения при  $\nu = 1$  и более 11% при  $\nu = 2$ .

Сравнение  $R_L$  и  $R_H$  с  $R_{H2DEG}$  (рис.2с) показывает, что гистерезис магнетосопротивления узкого проводящего канала наблюдается в центре плато холловского сопротивления немодулированного 2ДЭГ. Это значит, что эффект гистерезиса наблюдается в магнитных полях, точно соответствующих целочислен-

ным факторам заполнения в резервуарах немодулированного 2ДЭГ, примыкающих к сужению. Таким образом, в системе 2ДЭГ-сужение-2ДЭГ эффект гистерезиса определяется свойствами немодулированного 2ДЭГ, а сужение является эффективным инструментом, позволяющим их выявлять и исследовать.

Изучение температурной зависимости эффекта показало, что гистерезис подавляется при повышении температуры (рис.3). Как показали наши исследова-

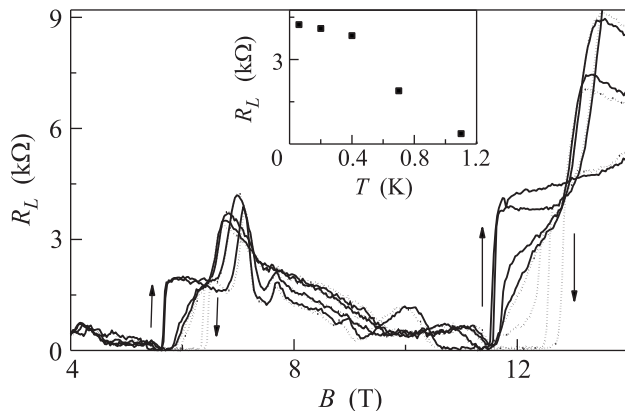


Рис.3. Зависимости магнетосопротивления сужения длиной  $L = 3.3$  мкм, измеренные при температурах 60, 400, 700 мК и 1.1 К. Сплошной линией показаны зависимости  $R_L(B)$ , измеренные при увеличении абсолютного значения магнитного поля, точечной – при уменьшении. На вставке показана температурная зависимость амплитуды петли гистерезиса при  $\nu = 1$

ния, амплитуда петли гистерезиса слабо зависит от температуры до 400 мК, а затем линейно уменьшается практически до нуля при увеличении температуры до 1.1 К, аналогично наблюдаемым ранее температурным зависимостям намагниченности 2ДЭГ [14].

Положение петель гистерезиса магнетосопротивления системы 2ДЭГ-сужение-2ДЭГ по магнитному полю и их температурная зависимость указывают на феноменологическое сходство обнаруженного нами явления с эффектами, наблюдаемыми в работах по изучению намагниченности 2ДЭГ и длительной релаксации вихревых токов в условиях целочисленного КЭХ [5, 3, 4, 6, 7], и позволяет сделать вывод о том, что в настоящей работе наблюдается родственный физический эффект.

Проведем сравнение полученных в настоящей работе результатов с экспериментальными данными, полученными в работах по изучению ферромагнитного состояния КХЖ. Основным сходством является то, что в обоих случаях гистерезис проявляется в магнетосопротивлении. Кроме того, в большом количестве работ по ферромагнитному фазовому переходу КХЖ

при  $B \uparrow$  развертке обнаружено повышенное значение сопротивления на высокополевой стороне холловского плато по сравнению с  $R_L$ , измеренным при обратном направлении развертки  $B \downarrow$ . В работе [9] такое поведение объясняется особенностями формирования доменной структуры псевдоспинов. В нашем же случае пока неясно, что можно считать псевдоспиновой степенью свободы. Маловероятно, что роль псевдоспина играет электронный спин, ввиду малого  $g$ -фактора в 2ДЭГ в гетеропереходе AlGaAs/GaAs. Это предположение подтверждается и тем, что гистерезисные эффекты, обнаруженные в настоящей работе, наблюдались как при четных, так и при нечетных факторах заполнения, то есть не зависели от степени спиновой поляризации КХЖ.

Таким образом, предложенный в настоящей работе метод изучения гистерезисных явлений путем измерения сопротивления сужения, помещенного в 2ДЭГ, предоставляет редкую возможность исследовать процессы, происходящие в традиционном 2ДЭГ при целочисленных факторах заполнения, недоступные при измерении магнетосопротивления 2ДЭГ на холловском плато. Обнаружен гигантский эффект гистерезиса магнетосопротивления, который достигает  $5 \div 10$  кОм при факторах заполнения  $\nu = 1$  и  $\nu = 2$ , что составляет 100% измеряемого сигнала. Мы полагаем, что предложенный метод позволит существенно расширить возможности исследования пока еще слабоизученных явлений гистерезиса в 2ДЭГ в режиме КЭХ. В частности, этот метод позволил впервые обнаружить упоминавшееся антикоэрцитивное поведение гистерезиса магнетосопротивления. Кроме того, в отличие от измерений намагниченности, где требуется задание фиксированного отклонения магнитного поля от плоскости 2ДЭГ [14], предложенный нами метод позволяет исследовать угловые зависимости гистерезиса, что позволит получить важную информацию о роли электронного спина в обсуждаемом явлении.

Наблюдение явления гистерезиса традиционного магнетосопротивления в традиционном 2ДЭГ при целочисленных факторах заполнения уровней Ландау указывает на наличие неравновесного состояния 2ДЭГ в этих условиях. Это обстоятельство ранее не учитывалось при изучении пробоя КЭХ. Таким образом, настоящая работа ставит вопрос о необходимости выработки новых подходов к изучению пробоя квантового эффекта Холла.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант #05-02-17200).

1. K. v. Klitzing, G. Dorda, and M. Pepper, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 494 (1980).
2. G. Nachtwei, *Physica E* **4**, 79 (1999).
3. V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, N. B. Zhitenev, and S. I. Dorozhkin, *Phys. Rev. B* **46**, 12560 (1992).
4. V. T. Dolgoplov, A. A. Shashkin, J. M. Broto et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 5566 (2001).
5. M. Elliott, Y. Lu, K. L. Phillips et al., *Europhys. Lett.* **75**, 287 (2006).
6. J. Huels, J. Weis, J. Smet et al., *Phys. Rev. B* **69**, 085319 (2004).
7. T. Klaffs, V. A. Krupenin, J. Weis, and F. J. Ahlers, *Physica E* **22**, 737 (2004).
8. J. Eom, H. Cho, W. Kang et al., *Science* **289**, 2320 (2000).
9. E. P. De Poortere, E. Tutuc, S. J. Papadakis et al., *Science* **290**, 1546 (2000).
10. V. Piazza, V. Pellegrini, F. Beltram et al., *Nature* **402**, 638 (1999).
11. G. M. Gusev, N. M. Sotomayor, A. C. Seabra et al., *Physica E* **34**, 504 (2006).
12. T. Jungwirth and A. H. MacDonald, *Phys. Rev. Lett.* **87**, 216801 (2001).
13. M. Pioro-Ladrière, A. Usher, A. S. Sachrajda, et al., *Rev. B* **73**, 075309 (2006).
14. A. J. Matthews, K. V. Kavokin, A. Usher et al., *Phys. Rev. B* **70**, 075317 (2004).