

## ВЛИЯНИЕ БЕЗДИССИПАТИВНЫХ КРАЕВЫХ ТОКОВ НА МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЕ ДВУМЕРНОГО ЭЛЕКТРОННОГО ГАЗА В СИЛЬНЫХ МАГНИТНЫХ ПОЛЯХ. ВЕРХНИЙ ПРЕДЕЛ МАГНЕТСОПРОТИВЛЕНИЯ

С.И.Дорожкин, Ш.Кох<sup>1)</sup>, К.фон Клитцинг<sup>1)</sup>, Г.Дорда<sup>2)</sup>

Экспериментально показано, что в кремниевых полевых транзисторах магнетосопротивление  $R_{xx}(\nu)$  длинных каналов при нецелочисленных факторах заполнения  $\nu$  магнитных уровней равняется разности холловских сопротивлений  $\delta R_{xy} = h/e^2 j - R_{xy}(\nu)$ , где  $j$  - целое число, соответствующее ближайшему хорошо выраженному холловскому плато. Предсказано существование верхнего предела магнетосопротивления, равного разности между соседними плато.

Вопрос о распределении тока в образце, находящемся в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) <sup>1</sup>, представляет большой интерес в связи с существованием двух альтернативных моделей эффекта. Одна из них объясняет КЭХ локализацией электронов и наличием перколяционных путей в массиве образца, другая связывает протекание тока с краевыми состояниями, соответствующими классическим скачущим траекториям. Можно ожидать, что нетривиальные распределения токов существуют и в областях параметров, соответствующих переходам между последовательными значениями квантованного холловского сопротивления  $R_{xy} = h/e^2 i$  ( $i$  - число уровней магнитного квантования под уровнем Ферми), что будет проявляться в сопротивлении образца. На это указывают наблюдавшиеся ранее зависимости среднего удельного сопротивления  $\bar{\rho}_{xx} = R_{xx}W/L$  от расстояния между потенциальными контактами  $L$  <sup>2,3</sup> и ширины образца  $W$  <sup>4,5</sup>.

На основании измерений магнетосопротивления  $R_{xx}$  и холловского сопротивления  $R_{xy}$  на кремниевых полевых транзисторах нами показано, что в переходных областях, т.е. при нецелочисленных значениях фактора заполнения  $\nu = n_s hc/eH$  в массиве образца ( $n_s$  - поверхностная концентрация носителей,  $H$  - магнитное поле), вблизи его краев существуют каналы, обеспечивающие бездиссипативное протекание тока. Интерпретация результатов возможна в терминах обеих моделей КЭХ, при соответствующей их модификации. В случае краевых состояний <sup>6,7</sup> модификация состоит в учете их обратного рассеяния <sup>8,9</sup>. В другом, предлагаемом нами, подходе шунтирующие каналы рассматриваются как перколяционные пути в макроскопических областях, находящихся в режиме КЭХ. Эта модель предсказывает существование верхнего предела для магнетосопротивления, а также резко неоднородные распределения токов при нецелых  $\nu$ . Изучение распределения токов при таких условиях должно позволить сделать выбор между двумя упомянутыми подходами.

Измерения  $R_{xy}$  и  $R_{xx}$  были выполнены на транзисторах с максимальной подвижностью около  $30000 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$  ( $T = 1,5 \text{ К}$ ) при температурах  $30 \text{ мК} - 1,5 \text{ К}$  и магнитных полях до  $16 \text{ Т}$ . Мы сравнили результаты для образцов одинаковой ширины  $W = 40 \text{ мкм}$  и с разными расстояниями между потенциальными контактами:  $L_1 = 80 \text{ мкм}$  и  $L_2 = 2880 \text{ мкм}$ . В линейном режиме (ток  $I \leq 10 \text{ нА}$ ) измерения проводились как на переменном токе ( $f = 13 \text{ Нз}$ ), так и на постоянном. Неомические эффекты изучались на постоянном токе. Типичные экспериментальные результаты для длинного транзистора представлены на рис.1 в функции  $\nu$ . (Концентрация носителей  $n_s$  плавно изменялась при помощи

<sup>1)</sup>S.Koch, K. von Klitzing, Max-Planck Institut für Festkörperforschung.

<sup>2)</sup>G.Dorda, Siemens Forschungslaboratorien.

затворного напряжения). Эксперимент демонстрирует близость величин  $R_{xx}(\nu)$  и  $\delta R_{xy}(\nu) = R_{xy}(j) - R_{xy}(\nu) = h/e^2 j - R_{xy}(\nu)$  при нецелочисленных  $\nu$ , лежащих в интервалах  $(j, k)$ , выбранных следующим образом: (2,4), (4,6), (6,8), (8,12). При  $T = 50$  мК интервал (2,4) дополнительно разбит на два: (2,3) и (3,4). Существенные различия между  $R_{xx}$  и  $\delta R_{xy}$  наблюдаются вблизи верхней границы интервалов, а также вблизи некоторых целых значений  $\nu$  из этих интервалов, при которых реализуется режим КЭХ. В последнем случае это отличие исчезает при нарушении этого режима. (Сравни соответствующие кривые вблизи  $\nu = 5$  и  $10$  при  $T = 50$  мК и  $T = 1,3$  К.) Основной эффект увеличения тока состоит в значительном возрастании магнетосопротивления  $R_{xx}$  при нецелочисленных  $\nu$  (рис.2), тогда как величина  $\delta R_{xy}$  меняется незначительно. В заключение приведем результаты сравнения длинного и короткого образцов, которые близки к ранее опубликованным <sup>2,3</sup>. Если в нулевом магнитном поле их сопротивления отличаются в 36 раз (т.е. пропорциональны  $L$ ), то в сильном поле только примерно в два раза. В то же время холловские сопротивления совпадают на обоих типах образцов в пределах 5%.

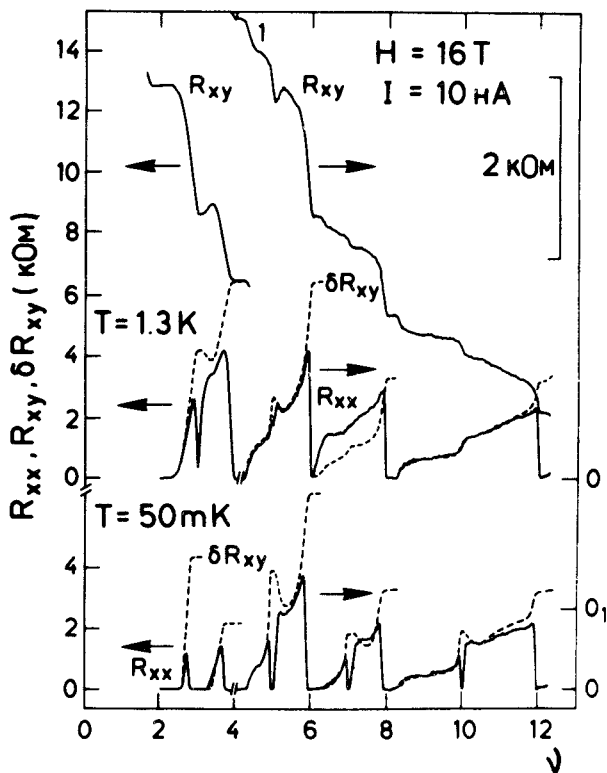


Рис. 1. Результаты измерений на переменном токе при двух температурах холловского сопротивления  $R_{xy}$  и магнетосопротивления  $R_{xx}$  длинного образца в функции  $\nu$ . Положение нуля для части (1) кривой  $R_{xy}$  обозначено  $0_1$ . Магнитное поле  $H = 16$  Т, амплитуда тока  $I = 10$  нА. Сравнение  $R_{xx}$  с отклонением  $\delta R_{xy}$  (пунктирная линия) холловского сопротивления от квантованного значения:  $\delta R_{xy} = h/e^2 j - R_{xy}$

Различие более чем на порядок удельных сопротивлений длинного и короткого образцов явно указывает на то, что большая часть длинного образца закорочена бездиссипативным каналом. В принципе этот канал может создаваться за счет краевых состояний, не испытывающих обратного рассеяния <sup>8,9</sup>. Наше рассмотрение такой модели показало, что она может объяснить наши результаты при подходящем выборе входящих в нее феноменологических параметров. В частности, при немонотонной зависимости вероятностей прохождения краевых

состояний от фактора заполнения  $\nu$ . В этой же работе мы хотим продемонстрировать возможность другого подхода, основанного на рассмотрении КЭХ как массивного эффекта.

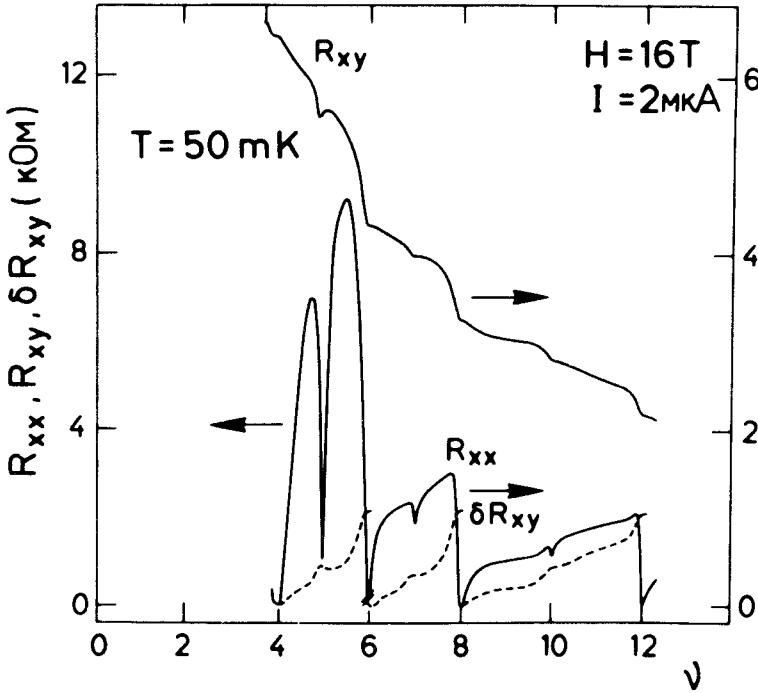


Рис. 2. Экспериментальные зависимости  $R_{xy}$  и  $R_{xx}$  от  $\nu$  для длинного образца, измеренные в нелинейных условиях ( $I = 2 \text{ мкА}$ ) на постоянном токе.  $H = 16 \text{ Т}$ ,  $T = 50 \text{ мК}$ . Сравнение  $R_{xx}$  с  $\delta R_{xy}$  (пунктирная линия)

Наша модель основана на перечисленных ниже предположениях. 1) Следуя идеям работы <sup>3</sup>, мы считаем потенциал вблизи краев образца плавным, так что там существуют макроскопические области со всеми целочисленными факторами заполнения  $i < \nu$ . 2) Мы считаем, что режим КЭХ устанавливается во всех этих областях за счет положения уровня Ферми в щелях между магнитными уровнями. Мы характеризуем эти области компонентами тензора удельного магнетосопротивления  $\rho_{xyi}$  и  $\rho_{xzi}$ :  $\rho_{xyi} = h/e^2 i$  и  $\rho_{xzi}$  близко к нулю. 3) Так как около потенциальных контактов можно ожидать увеличения концентрации носителей, т.е. загиба потенциала вниз, то мы считаем, что около контактов краевые области с  $i < \nu$  разорваны (рис. 3). 4) Мы оцениваем сопротивление, соответствующее протеканию тока через краевую область с фактором заполнения  $i$ , как  $R_i = \rho_{xxi} L/W_i + [\rho_{xyi} - \rho_{xy}(\nu)]$ , где  $W_i$  - эффективная ширина области, а  $\rho_{xy}(\nu)$  - холловская компонента в массиве образца. Первый член в этом соотношении включает возможное конечное сопротивление области, а второй описывает "контактное" сопротивление, соответствующее протеканию тока между областями с различными холловскими компонентами <sup>10</sup>. В нашем случае это "контактное" сопротивление возникает за счет перетекания тока из массива образца в краевую область и обратно около потенциальных контактов (рис.3). Влияние краевых областей на сопротивление образца будет существенно, если  $\min\{R_i\} = R_j$  меньше сопротивления массива образца  $R_b = \rho_{xx}(\nu) L/W$ . В образцах с большим отношением  $L/W$  можно ожидать, что сопротивление образца будет определяться  $R_j$ , что дает  $R_{xx} \approx h/e^2 j - \rho_{xy}(\nu)$  при  $\rho_{xxj} L/W_j \approx 0$ . Сравнение результатов измерений  $R_{xy}$  на длинном и коротком образцах позволяет

предположить, что краевые области слабо влияют на эту величину. Тогда можно считать, что  $R_{xy}(\nu) = \rho_{xy}(\nu)$  и получить окончательно  $R_{xx} \simeq \delta R_{xy}$ .

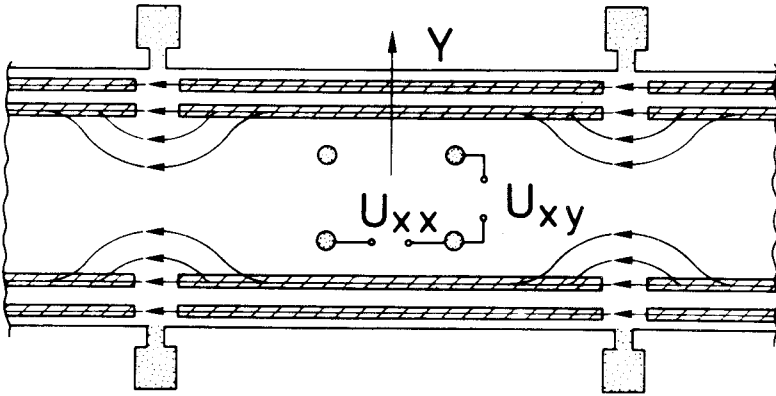


Рис. 3. Схематическое распределение токов в образце с бездиссипативными краевыми областями (заштрихованы) и  $\nu = 2,5$  в массиве образца. Точками отмечены потенциальные контакты. Внутренние контакты обсуждаются в тексте.

В случае, если  $\rho_{xxi}L/W_i$  пренебрежимо мало для всех  $i$ , то  $j = \text{INT}[\nu]$ . Мы, однако, видим, что краевая область с  $i = j$  доминирует в целом интервале  $(j, k)$ , который включает в себя другие целые значения  $\nu$  (например,  $\nu = 5, 7$  и  $10$ ). Это означает, что краевые области с соответствующими факторами заполнения неэффективны в шунтировании. Это может быть результатом сравнительно больших значений величины  $\rho_{xxi}L/W_i$  для этих областей. Тогда представляется естественным объяснить близкие к нулю значения  $R_{xx}$  при  $T = 50$  мК,  $\nu = 5, 7$  и  $10$  протеканием тока в массиве образца, так что  $R_{xx}(\nu = i) = \rho_{xxi}L/W \simeq 0$  за счет значительно большей ширины  $W \gg W_i$  области, несущей ток. Результаты, полученные в нелинейных условиях, также свидетельствуют в пользу такого объяснения, так как проявление основных нелинейных эффектов при нецелочисленных  $\nu$  может быть объяснено значительно большей плотностью тока в краевых областях.

На основании рассмотренной модели мы делаем ряд предсказаний. 1) В сильных магнитных полях величина магнетосопротивления, измеренного между соседними потенциальными контактами, имеет верхний предел, не зависящий от размеров образца и равный разности холловских сопротивлений между соседними хорошо выраженными холловскими плато. Это максимальное значение достигается при  $L/W \gg 1$ . Если образец разбит на части потенциальными контактами, его магнетосопротивление есть сумма сопротивлений этих частей. 2) При  $L/W \gg 1$  и нецелочисленных  $\nu$  ток вдали от потенциальных контактов будет сосредоточен около краев образца (рис.3). В этой области напряжения  $U_{xx}$  и  $U_{xy}$ , измеряемые между внутренними контактами (рис.3), будут близки к нулю. При целочисленных  $\nu$  следует ожидать протекания тока в массиве образца и, соответственно, ненулевого холловского напряжения  $U_{xy}$  между внутренними контактами, как это наблюдалось в экспериментах <sup>11,12</sup>. 3) Разрывы краевых областей около потенциальных контактов могут быть ликвидированы искусственным уменьшением там плотности носителей (например, путем приложения к гетеропереходам затворного напряжения <sup>13</sup>), что должно приводить к занулению магнетосопротивления  $R_{xx}$ . 4) Значения  $L/W$ , при которых краевые токи влияют на магнетосопротивление, можно оценить из следующего соотношения:

$$L/W > \frac{2(N + 1/2)^2 + \pi^2\nu^2/4}{\pi j(N + 1/2)} - \frac{\pi}{2} \frac{\nu}{N + 1/2},$$

где  $N$  -номер уровня Ландау. Это соотношение получено на основе теоретических значений <sup>14</sup> проводимостей  $\sigma_{xx}$  и  $\sigma_{xy}$  при полуцелочисленных  $\nu$ . Для типичного в кремниевых полевых транзисторах случая  $N = 1$ ,  $\nu = 4,5$  правая часть этого неравенства близка к 0,8 . Эта оценка показывает, что краевые эффекты могут быть существенны уже в довольно коротких образцах.

В данной работе экспериментально установлено соотношение  $R_{xx} \simeq \delta R_{xy}$  и предложена новая модель, объясняющая его. Сделаны предсказания относительно величины магнетосопротивления и распределения токов в образце. Соответствующие экспериментальные исследования могут служить проверкой предложенной модели, причем наиболее информативным является изучение распределения токов.

С.И.Дорожкин выражает свою искреннюю признательность Фонду А. фон Гумбольдта за финансовую поддержку этой работы.

### Литература

1. *von Klitzing K., Dorda G., Pepper M.* Phys. Rev. Lett., 1980, **44**, 479.
2. *von Klitzing K., Ebert G., Kleinruechel N. et al.* Proc. of 17th Int. Conf. Physics of Semiconductors, San Francisco (1984), Ed. J.D. Chadi, W.A. Harrison, Springer Verlag, New York, p. 271.
3. *Haug R.J., von Klitzing K.* Europhys. Lett., 1989, **10**, 489.
4. *Zheng H.Z., Choi K.K., Tsui D.C. et al.* Phys. Rev. Lett., 1985, **55**, 1144.
5. *Kane B.E., Tsui D.C., Weimann G.* Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 1353.
6. *Streda P., Kucera J., MacDonald A.H.* Phys. Rev. Lett., 1987, **59**, 1973.
7. *Büttiker M.* Phys. Rev. B, 1988, **38**, 9375.
8. *McEuen P.L., Szafer A., Richter C.A. et al.* Phys. Rev. Lett., 1990, **64**, 2062.
9. *Komiyama S., Hirai H.* Phys. Rev. B, 1989, **40**, 7767.
10. *Syphers D.A., Stiles P.J.* Phys. Rev. B, 1985, **32**, 6620.
11. *Ebert G., von Klitzing K., Weimann G.* J. Phys. C, 1985, **18**, L257.
12. *Zheng H.Z., Tsui D.C., Chang Albert M.* Phys. Rev. B, 1985, **32**, 5506.
13. *van Wees B.J., Willems E.M.H., Kouwenhoven L.P. et al.* Phys. Rev. B, 1989, **39**, 8066.
14. *Ando T., Fowler A.B., Stern F.* Rev. Mod. Phys., 1982, **54**, 437.

Институт физики твердого тела  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
12 ноября 1990 г.