

ТЕРМОАКТИВАЦИОННАЯ ДИССИПАТИВНАЯ ПРОВОДИМОСТЬ В РЕЖИМЕ ДРОБНОГО КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

С.И.Дорожкин¹⁾, М.О.Дорохова, Р.Дж.Хауг²⁾, К. фон Клитцинг²⁾,
К.Плог^{*2)}

*Институт физики твердого тела РАН
142432 Черноголовка, Россия*

*+ Max-Planck-Institut für Festkörperforschung
D-7000 Stuttgart 80, Germany*

** Paul-Drude Institut für Festkörperelektronik, 10117 Berlin, Germany*

Поступила в редакцию 23 ноября 1995 г.

После переработки 7 декабря 1995 г.

В полевых транзисторах на основе гетероперехода GaAs/AlGaAs с электронным каналом выполнены экспериментальные исследования термоактивационной диссипативной проводимости σ_{xx} в дробном квантовом эффекте Холла при факторе заполнения $\nu = 1/3$ и вблизи него. Измеренная при $\nu = 1/3$ величина предэкспоненциального множителя с нашей точностью в 10% совпадает со значением $2e^{*2}/h$ ($e^* = e/3$ - заряд квазичастиц), ожидаемым для случая, когда квазиэлектроны и квазидырки вносят одинаковый вклад в проводимость. Наблюдаемое изменение температурных зависимостей проводимости при отклонении ν от $1/3$ связано с изменением заполнения уровней энергии квазиэлектронов и квазидырок и указывает на отсутствие щели в средней по образцу плотности состояний квазичастиц.

PACS 72.20.Mu, 73.20.Dx, 73.20.Mf

Одним из механизмов возникновения диссипативной проводимости в диэлектрических состояниях, обусловленных локализацией находящихся на уровне Ферми невзаимодействующих электронов, является их термическая активация в делокализованные электронные состояния. Измерение термоактивационной зависимости

$$\sigma_{xx} = \sigma_0 e^{-\Delta/kT} \quad (1)$$

диссипативной проводимости σ_{xx} является широко используемым методом для определения разности Δ между энергией порога подвижности, отделяющего делокализованные электронные состояния от локализованных, и энергией Ферми (см., например, [1]). Для невзаимодействующих двумерных электронов предэкспоненциальный множитель σ_0 имеет масштаб минимальной металлической проводимости e^2/h . Масштаб σ_0 заметно уменьшается в режиме дробного квантового эффекта Холла (ДКЭХ) (то есть при дробных значениях фактора заполнения $\nu \equiv n_s/(eH/hc) = p/q$ уровней магнитного квантования), когда в спектре возбуждений идеальной электронной системы появляется энергетическая щель, обусловленная межэлектронным взаимодействием. Здесь n_s - концентрация двумерных электронов, eH/hc - вырожденность уровня магнитного квантования в магнитном поле H , p и q - целые числа (q обычно нечетное число). В работе [2] было обнаружено, что в режиме ДКЭХ σ_0 близок к величине $e^{*2}/h = e^2/q^2h$ для значений q , равных 3, 5 и 7, причем его среднее значение в пределах 10% совпало с e^{*2}/h . Этот результат, по мнению авторов [2], означает, что в ДКЭХ величина $\sigma_0 = e^{*2}/h$ и является

¹⁾ e-mail: dorozh@issp.ac.ru

²⁾ R.J.Haug, K.von Klitzing, K.Ploog

мерой дробного заряда квазичастиц $e^* = e/q$, предсказанного в [3] для ДКЭХ. Универсальность этого результата до сих пор вызывает сомнения, так как разброс в значениях σ_0 , измеренных другими группами [4–7], доходит до 100 %, и, более того, в недавних экспериментах [7] была отмечена температурная зависимость σ_0 . В то же время для разных дробей σ_0 меняется примерно как $1/q^2$, что оставляет открытым важный вопрос о возможности определения дробного заряда квазичастиц из термоактивационных измерений.

Недавние попытки [8–11] теоретически обосновать эту возможность показали [8–10], что σ_0 в режиме квантового эффекта Холла (в том числе ДКЭХ), вообще говоря, не является универсальным, если локализация квазичастиц осуществляется за счет короткопериодного случайного потенциала (то есть потенциала с корреляционной длиной, меньшей магнитной длины $(\hbar c/eH)^{1/2}$). Однако в длиннопериодном потенциале универсальность σ_0 должна иметь место [11], причем авторы [11] предсказывают значение $\sigma_0 = 2e^*/h$, которое в два раза превышает измеренное в работе [2]. Такое положение делает необходимыми дополнительные исследования, которые могли бы дать информацию и о случайном потенциале в образце. Результаты такого исследования представлены в данной работе. Кроме того, нами отмечается, что уменьшение обусловленного случайным потенциалом перекрытия уровней квазичастиц должно приводить к изменению σ_0 от $2e^*/h$ до e^*/h . Возможно, что именно этот эффект является причиной имеющегося разброса экспериментальных результатов.

Слой двумерных электронов в наших образцах возникал на гетеропереходе GaAs/AlGaAs, выращенном методом молекулярно-пучковой эпитаксии. Для создания полевого транзистора на поверхность образца холловской геометрии дополнительно наносилась металлическая пленка (затвор), образующая барьер Шоттки с верхним слоем гетероструктуры. Концентрация электронов в слое как в обычном плоском конденсаторе менялась линейно с разностью потенциалов, приложенной между затвором и слоем. Исследованные нами образцы были изготовлены из одной шайбы и имели при нулевом затворном напряжении следующие параметры: концентрация электронов $1.4 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$, подвижность при гелиевой температуре $1.2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В с}$. Измерения были выполнены в криостате с откачкой паров ^3He , позволявшем получать температуру до 0.5 К, которая измерялась по давлению паров ^3He . Криостат был оборудован сверхпроводящим соленоидом с магнитным полем до 12 Тл. Диагональная компонента тензора магнитопроводимости σ_{xx} вычислялась из измеренных значений компонент ρ_{xx} и ρ_{xy} тензора магнитосопротивления: $\sigma_{xx} = \rho_{xx}/(\rho_{xx}^2 + \rho_{xy}^2)$.

На рис. 1 приведены типичные результаты для зависимости σ_{xx} от n_s вблизи минимума, наблюдаемого при $n_s = n_{s0} = 9.67 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ и соответствующего фактору заполнения $\nu = 1/3$. На рис. 2 показаны температурные зависимости σ_{xx} для нескольких концентраций. Отметим, что обработка этих результатов по формуле (1) дает значительное уменьшение величины σ_0 при отклонении n_s от n_{s0} . Такое поведение, однако, не противоречит существованию универсальной величины, характеризующей диссипативную проводимость в режиме ДКЭХ, если принять во внимание изменение вероятности заполнения делокализованных состояний для квазиэлектронов и квазидырок, происходящее при изменении n_s . Для простоты рассмотрим влияние этого фактора на целочисленный квантовый эффект Холла, следуя использованной в работе [11] модели крупномасштабной, симметричной и периодической (типа шахматной доски) модуляции потенциала в образце. В такой модели уровни магнитного квантования повторяют профиль потенциала, что приводит к их неоднородно-

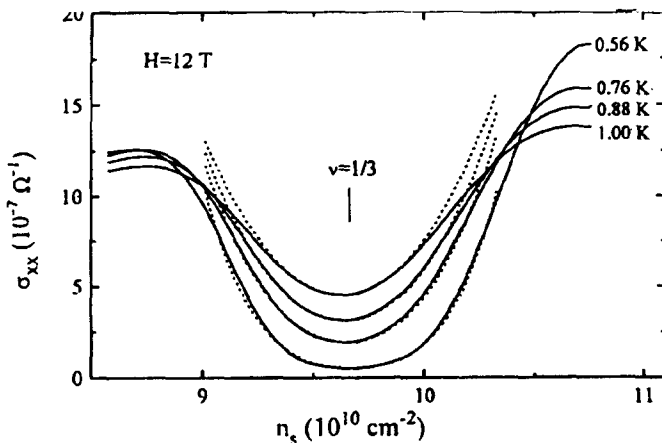


Рис.1. Зависимости σ_{xx} от концентрации электронов n_s (сплошные линии) при различных температурах вблизи от фактора заполнения $\nu = 1/3$, соответствующего $n_{s0} = 9.67 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$. Пунктирные линии представляют результаты расчета по формуле (2) при значениях параметров, указанных в тексте

му уширению. Энергия делокализованного состояния на каждом из уровней лежит посередине него и равна его энергии в перевальных точках потенциала. В работе [11] показано, что в такой модели вклад в σ_{xx} каждого магнитного уровня равен $(e^2/h) \exp(-\Delta/kT)$. Здесь Δ – расстояние по энергии между электрохимпотенциалом и энергией соответствующего уровня в перевальных точках потенциального рельефа, то есть энергией делокализованного состояния на этом уровне. Термоактивационная экспонента возникает здесь в результате использования в [11] Больцмановской функции распределения. При точном целочисленном значении фактора заполнения электрохимпотенциал находится посередине между двумя уровнями (см. рис.3а и обзор [12]), и их вклад в проводимость одинаков [11]: $\sigma_{xx} = 2(e^2/h) \exp(-\Delta_0/kT)$. При отклонении ν от целочисленного значения Δ меняется на величину сдвига электрохимпотенциала $\delta\mu$. При учете только двух ближайших к электрохимпотенциалу уровней проводимость имеет вид

$$\sigma_{xx} = \frac{\sigma_0}{2} \left(\frac{1}{1 + \exp(\Delta_0 + \delta\mu(\nu))/kT} + \frac{1}{1 + \exp(\Delta_0 - \delta\mu(\nu))/kT} \right) \quad (2)$$

причем $\sigma_0 = 2e^2/h$. Вопрос об обобщении приведенного выше рассмотрения на ДКЭХ (см. работу [11]) может вызвать сомнения только в части использования фермиевских функций распределения³⁾ для квазичастиц, обладающих дробным зарядом [3] и, возможно, описываемых дробной статистикой [13]. В качестве аргумента в пользу нашего подхода можно сослаться на модель [14], в которой ДКЭХ выглядит как целочисленный квантовый эффект Холла в системе новых не взаимодействующих частиц: композитных фермионов, для которых использование фермиевской функции распределения при вычислении числа квазичастиц представляется вполне естественным. Кроме того, ниже мы специально обсудим, как влияет на наши результаты аппроксимация в фор-

³⁾ Отметим, что в таком виде соотношение (2) удовлетворяет закону действующих масс (см., например, Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский, *Курс теоретической физики* т. IX, М.: Наука, §67).

муле (2) фермиевских функций распределения бoльцмановскими. Формула (2) при $\delta\mu = 0$ и низких температурах сводится к соотношению (1) с $\sigma_0 = 2e^2/h$.

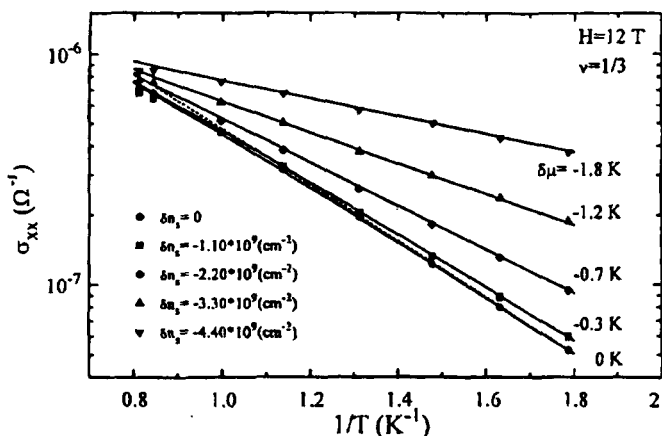


Рис.2. Температурные зависимости σ_{xx} при различных значениях концентрации электронов, указанных на рисунке ($\delta n_s = n_s - n_{s0}$). Сплошные линии представляют результаты расчета по формуле (2) со значениями подгоночных параметров σ_0 и $\delta\mu$, приведенными на рис.4 (значения $\delta\mu$ указаны также около соответствующих кривых). Штриховая прямая – результат расчета при $\delta\mu = 0$ с использованием в формуле (2) бoльцмановских функций распределения

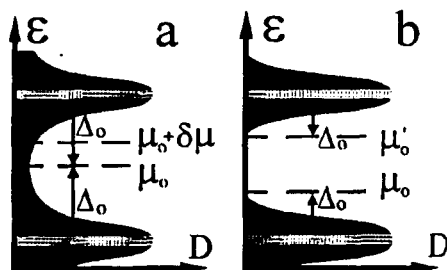


Рис.3. Схематическое изображение энергетического спектра в квантующем магнитном поле для случаев перекрывающихся (а) и неперекрывающихся (б) магнитных уровней. Локализованные состояния показаны темным фоном. Здесь $D(\epsilon)$ – зависимость плотности состояний от энергии, Δ_0 – расстояние по энергии между порогом протекания и уровнем электрохимического потенциала μ_0 при факторе заполнения, точно соответствующем квантовому эффекту Холла (в случае (б) возможны два значения электрохимического потенциала: μ_0 и μ'_0)

При описании каждой из представленных на рис.2 экспериментальных зависимостей формулой (2) мы использовали два подгоночных параметра: $\delta\mu$ и σ_0 . Эти параметры определяются практически независимо из наклона расчетных зависимостей (в наших условиях они близки к прямым линиям в координатах $(1/T, \log \sigma_{xx})$) и отсечки на вертикальной оси, соответственно. При этом величина Δ_0 определялась по температурной зависимости σ_{xx} в минимуме ($\delta n_s = n_s - n_{s0} = 0$), где полагалось $\delta\mu = 0$. Значения подгоночных параметров σ_0 и $\delta\mu$, полученные для разных концентраций электронов, приведены на рис.4. Отметим специально, что σ_0 вблизи $\nu = 1/3$ в пределах нашей

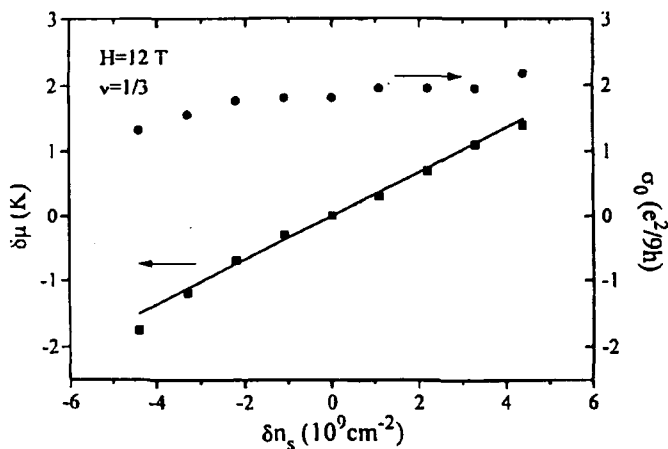


Рис.4. Значения подгоночных параметров σ_0 и $\delta\mu$ при различных концентрациях электронов вблизи фактора заполнения $\nu = 1/3$. Сплошная прямая представляет линейную зависимость: $\delta\mu = \alpha \delta n_s$, с $\alpha = 3.4 \times 10^{-10}$ К/см $^{-2}$

точности, которую мы оцениваем в 10%, не зависит от δn_s и совпадает со значением $2e^2/9h$, предсказываемом теорией [11] для $\nu = 1/3$. Величина $\delta\mu$ оказывается линейно зависящей от δn_s . Результаты, представленные на рис. 4, указывают на то, что соотношение (2) с линейной зависимостью $\delta\mu = \alpha \delta n_s$ и одним набором трех подгоночных параметров: Δ_0 , σ_0 и α может описать наши данные в довольно большом интервале концентраций электронов и температур, причем $\sigma_0 \approx 2e^2/h$. Этот факт демонстрируется на рис. 1 сравнением экспериментальных кривых с рассчитанными по формуле (2) при следующем значении параметров: $\Delta_0 = 2.8$ К, $\sigma_0 = 7.8 \cdot 10^{-6}$ Ом $^{-1}$, $\alpha = 3.4 \times 10^{-10}$ К/см $^{-2}$. Использование в формуле (2) бoльцмановских функций распределения приводит к сужению области температур и концентраций, в которых эта формула описывает наши экспериментальные данные, практически не влияя на значения подгоночных параметров, определенные при самых низких из доступных нам температур (см. штриховую линию на рис. 2).

Обратимся к вопросу о существующем различии в величине σ_0 , измеренной в различных работах. К примеру, в наших экспериментах, как и в работе [6] при $\nu = 1/3$, эта величина близка к $2e^2/h$, а в работе [2] она примерно в два раза меньше. В связи с этим нам бы хотелось обратить внимание на один фактор, способный привести к разбросу σ_0 именно в два раза. Для простоты рассмотрим его влияние на примере модельного одночастичного спектра магнитного квантования в режиме целочисленного квантового эффекта Холла. На рис.3а и 3б показаны две возможности, соответствующие разным соотношениям между шириной уровней и расстоянием между ними. Очевидно, что в случае перекрывающихся уровней (рис.3а) при положении электрохимического потенциала посередине между ними оба эти уровня дают одинаковый вклад в σ_{xx} . При этом $\sigma_0 = 2e^2/h$, а энергия активации равна половине расстояния между уровнями. Для узких уровней (рис.3б) электрохимический потенциал имеет скачок $\mu_0 - \mu'_0$ при точном значении фактора заполнения. В этом случае σ_{xx} практически всегда определяется только одним из уровней, так что $\sigma_0 = e^2/h$, а максимальное значение энергии активации равно полуширине уровня.

В свете приведенных выше соображений обсудим результаты, характеризующие уширение уровней квазичастиц в наших образцах. Наши исследования ДКЭХ методом емкостной спектроскопии [15, 16] однозначно свидетельствуют в пользу плавного изменения электрохимического потенциала в окрестности $\nu = 1/3$, что показывает, что в наших условиях уровни энергии квазичастиц довольно сильно размыты. Кроме того, емкостные кривые хорошо описываются в рамках модели [17], рассматривающей только крупномасштабные флуктуации потенциала. Другим свидетельством в пользу перекрытия уровней энергии квазичастиц является линейная зависимость $\delta\mu(\delta n_s)$. Такая зависимость ранее наблюдалась для целочисленного квантового эффекта Холла [12] и интерпретировалась как постоянная конечная величина одночастичной плотности состояний вблизи ее минимума (см. рис.3а). Альтернативное объяснение этому эффекту существует в терминах нелинейного экранирования крупномасштабных флуктуаций потенциала [18], приводящих к сильному неоднородному уширению уровней энергии квазичастиц. Численный расчет в рамках этой модели действительно демонстрирует наличие довольно широкой области факторов заполнения, в которой энергия активации диссипативной проводимости линейно зависит от ν .

Наши результаты, подтверждающие выводы теории [11], показывают, что в ДКЭХ измерения предэкспоненциального множителя в термоактивационной температурной зависимости диссипативной проводимости могут быть использованы для определения дробного заряда квазичастиц. Количественная обработка таких экспериментальных данных зависит от числа уровней энергии квазичастиц, дающих вклад в проводимость. Измеренное нами для $\nu = 1/3$ значение $\sigma_0 \approx 2e^2/h$ соответствует вкладу двух уровней, что согласуется с нашими выводами о наличии значительного перекрытия уровней квазиэлектронов и квазидырок в наших образцах.

Авторы благодарны В.Ф.Гантмахеру и С.С.Мурзину за полезные обсуждения. Работа была поддержана грантом J4A100 Международного научного фонда и Правительства Российской Федерации, а также грантом 95-02-06107 Российского фонда фундаментальных исследований. Один из авторов (М.О.Д.) выражает свою признательность фонду Сороса за студенческую стипендию.

-
1. T.Ando, A.B.Fowler, and F.Stern, *Reviews of Modern Physics* **54**, 437 (1982).
 2. R.G.Clark, J.R.Mallett, S.R.Haynes et al., *Phys. Rev. Lett.* **60**, 1747 (1988).
 3. R.B.Laughlin, *Phys. Rev. Lett.* **50**, 1395 (1983).
 4. A.Sachrajda, R.Boulet, Z.Wasilewski et al., *Solid State Commun.* **74**, 1021 (1990).
 5. N.G.Morawicz, K.W.J.Barnham, C.Zammit et al., *Phys. Rev. B* **41**, 12687 (1990).
 6. R.R.Du, H.L.Stormer, D.C.Tsui et al., *Phys. Rev. Lett.* **70**, 2944 (1993).
 7. Y.Katayama, D.C.Tsui, and M. Shayegan, *Phys. Rev. B* **49**, 7400 (1994).
 8. D.-H.Lee, S.Kivelson, and S.-C.Zhang, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2389 (1992); *ibid* **71**, 2679 (1993).
 9. R.N.Bhatt, N.Read, and B.Huckestein, *Phys. Rev. Lett.* **71**, 2678 (1993).
 10. D.G.Polyakov and B.I.Shklovskii, *Phys. Rev. Lett.* **73**, 1150 (1994).
 11. D.G.Polyakov and B.I.Shklovskii, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 150 (1995).
 12. Э.И.Рашба, В.Б.Тимофеев, *ФТП* **20**, 977 (1986).
 13. B.I.Halperin, *Phys. Rev. Lett.* **52**, 1583 (1984).
 14. J.K.Jain, *Phys. Rev. Lett.* **63**, 199 (1989).
 15. С.И.Дорожкин, Г.В.Кравченко, Р.Дж.Хауг и др., *Письма в ЖЭТФ* **58**, 893 (1993).
 16. S.I.Doroshkin, R.J.Haug, K.von Klitzing, and K.Ploog, *Phys. Rev. B* **51**, 14729 (1995).
 17. F.G.Pikus and A.L.Efros, *Phys. Rev.* **47**, 16395 (1993).
 18. A.L.Efros, F.G.Pikus, and V.G.Burnett, *Phys. Rev.* **47**, 2233 (1993).