

## Пространственные корреляции интенсивностей рекомбинационного излучения двумерных электронов в условиях квантового эффекта Холла

М. В. Лебедев, И. В. Кукушкин, О. В. Волков, А. Л. Парахонский, Ю. Смет, К. фон Клицинг

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

<sup>+</sup>Max-Planck-Institut für Festkörperforschung, 70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 11 февраля 2003 г.

Изучены корреляции между интенсивностями рекомбинационного излучения двумерного электронного газа, измеренными в различных точках образца при наличии гигантских флуктуаций люминесценции в режиме квантового эффекта Холла. Обнаружено, что в этих условиях корреляция интенсивностей излучения, измеренных в различных точках образца, разделенных расстоянием 1–3 мм, близка к 1 и пороговым образом пропадает при повышении температуры. Показано, что макроскопические пространственные корреляции исчезают также, если электронную систему искусственно разбить на две несвязанных между собой подсистемы.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

1. Обнаруженные нами ранее [1] гигантские флуктуации интенсивности люминесценции двумерного электронного газа в условиях квантового эффекта Холла обладают рядом совершенно необычных свойств, указывающих на фундаментальность нового явления. К числу таких свойств относятся: а) аномально большая дисперсия флуктуаций интенсивности излучения, б) флуктуации наблюдаются исключительно в режиме квантового эффекта Холла, в) чрезвычайная узость диапазона магнитных полей вблизи целочисленных факторов заполнения, в котором возможно наблюдение флуктуаций (менее 0.01 Тл), г) быстрое исчезновение флуктуаций при повышении температуры выше критической, д) существенные различия в критических температурах для четных и нечетных факторов заполнения. Уже сама возможность наблюдения гигантских флуктуаций интенсивности излучения, собиравшегося при помощи светодиода с поверхности образца размером около 1 мм, говорит о существовании в системе механизмов, определяющих согласованное протекание процессов рекомбинации на макроскопических расстояниях. Природа этих механизмов в настоящий момент не ясна, однако очевидна необходимость исследований пространственных корреляций во флуктуациях излучения. Не исключено, что флуктуации интенсивности люминесценции обусловлены влиянием на двумерную электронную систему дополнительной подсветки, служащей для возбуждения сигнала люминесценции, которая хотя и создает пренебрежимо малую избыточную концентрацию электронов по сравнению

с темновой их концентрацией в двумерном канале, но может, тем не менее, оказаться существенной в силу крайне быстрого изменения параметров системы в непосредственной близости к целочисленному фактору заполнения. Другое объяснение носит более фундаментальный характер. Речь может идти о фазовом переходе в электронной системе, то есть о возникновении некоторого нового когерентного макроскопического состояния двумерных электронов, обладающего общей волновой функцией. В этом случае единство волновой функции обеспечивает чрезвычайно высокую степень однородности концентрации электронов на макроскопических расстояниях, которая и проявляется в аномально узком пике шумов, локализованном при целочисленном факторе заполнения (ширина пика в шкале фактора заполнения – менее 0.001). При этом сценарии следует искать аналог эффекта Джозефсона в системе двумерных электронов в режиме квантового эффекта Холла и проявление фазы единой волновой функции когерентного состояния. Если взглянуть на вещи с точки зрения теории динамических систем (см., например, [2, 3]), то уместен вопрос: являются ли наблюдаемые флуктуации стохастическим процессом или же проявлением детерминированного хаоса динамической системы с фазовым пространством конечной размерности? В последнем случае можно попытаться определить размерность фазового пространства и найти вид странного аттрактора системы. Исследования такого рода, конечно, вряд ли способны однозначно прояснить микроскопические причины флук-

туаций, однако они могут сильно помочь в построении теории этого явления, поскольку размерность фазового пространства непосредственно связана с количеством независимых дифференциальных уравнений, описывающих динамическую систему. В настоящей работе изучены корреляции между сигналами люминесценции, измеренными из двух пространственно разделенных областей поверхности образца в условиях гигантских флуктуаций излучения двумерных электронов вблизи фактора заполнения, равного 2. Обнаружено, что в этих условиях наблюдается практически полная корреляция интенсивностей излучения, измеренных в различных точках образца, разделенных расстоянием 1–3 мм. Показано, что макроскопические пространственные корреляции исчезают, если разделить электронную систему на две не связанных между собой подсистемы.

**2.** Измерения проводились на образцах с одиночной GaAs квантовой ямой высокого качества, в которых исследовалась излучательная рекомбинация 2D электронов с фотовозбужденными дырками. Образцы были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs по следующей схеме: буферный слой GaAs толщиной 3000 Å, нелегированная сверхрешетка GaAs/AlGaAs (30/100 Å) с общей толщиной 13000 Å, квантовая яма GaAs толщиной 250 Å, спейсер AlGaAs толщиной 400 Å и слой легированного AlGaAs: Si (уровень легирования  $10^{18} \text{ см}^{-3}$ ) толщиной 650 Å. В этих структурах характерная подвижность 2D электронов при  $3.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  составляла  $1.3 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ . Оптическое возбуждение образца осуществлялось лазерным светодиодом с энергией фотонов 1.653 эВ и временной нестабильностью мощности излучения менее  $10^{-4}$ . Спектральным прибором служил монохроматор Моноспрес, который обеспечивал спектральное разрешение 0.03 мэВ. Для детектирования сигнала излучательной рекомбинации и анализа флуктуаций его интенсивности мы использовали полупроводниковую матрицу с зарядовой связью (CCD). Это позволяло регистрировать одновременно весь спектр люминесценции в интересующей нас области длин волн. Вместе с тем быстродействия CCD матрицы (1 спектр в секунду) было вполне достаточно для изучения флуктуаций сигнала, поскольку изучаемые флуктуации носят преимущественно низкочастотный характер, с характерными временами масштаба десятков секунд. Для изучения флуктуаций записывались достаточно длинные последовательности спектров с шагом в 1 с. Характерная продолжительность серии спектров составляла 3000 с. Образец размещался в гелиевом криостате внутри сверхпроводящего соленоида, подвод возбуждающего

излучения и сбор сигналов люминесценции осуществлялся с помощью световодов, как показано на рис.1. Излучение накачивающего лазера подводилось к об-

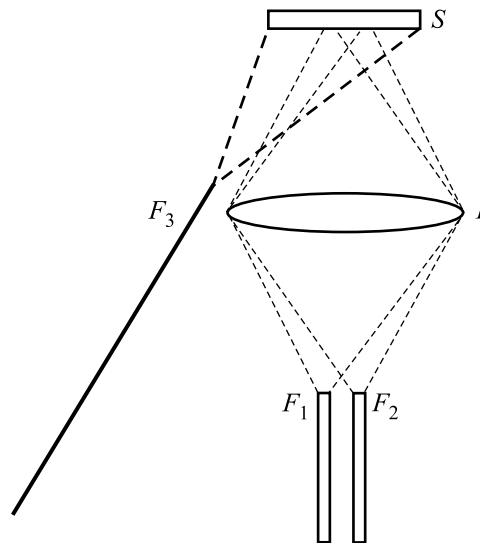


Рис.1. Схема эксперимента

разцу через световод  $F_3$  диаметром 0.4 мм, который давал на поверхности образца пятно диаметром около 2–3 мм. Короткофокусная линза  $L$  строила изображение образца с увеличением, близким к единице в плоскости, где располагались торцы приемных световодов:  $F_1$  и  $F_2$ . Такая симметричная оптическая схема наименее критична к точности расположения световодов и поэтому минимизирует влияние разъюстировки, неизбежно возникающей при охлаждении до гелиевых температур. Приемные световоды имели диаметр 1 мм и располагались вплотную друг к другу. В результате мы имели возможность регистрировать сигналы из двух неперекрывающихся между собой участков поверхности образца диаметром 1 мм каждый, расстояния между центрами которых составляли около 1.2 мм. Точная юстировка всей системы осуществлялась следующим образом. Образец освещался через приемные световоды и линзу при помощи лампы накаливания. На поверхность образца помещался экран из тонкой белой бумаги и образец вместе с экраном перемещался вдоль оптической оси до тех пор, пока на экране не появлялось резкое изображение торцов световодов  $F_1$  и  $F_2$ . В результате мы могли быть уверены, что участки поверхности образца, из которых регистрируются сигналы, действительно не перекрываются.

**3.** На рис.2 показан спектр люминесценции, измеренный в одиночной квантовой яме с концентрацией 2D электронов  $3.85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$  в магнитном поле

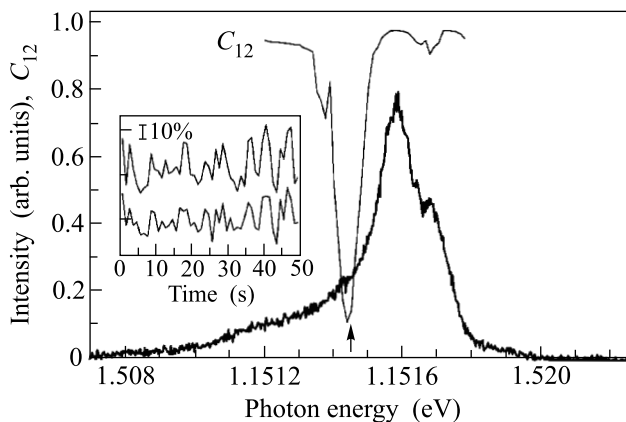


Рис.2. Спектр люминесценции двумерных электронов, измеренный в одиночной квантовой яме с шириной 25 нм в условиях квантового эффекта Холла ( $\nu = 2$ ,  $n_s = 3.85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $B = 7.95 \text{ Тл}$ ) при  $T = 1.5 \text{ К}$ . Кривая  $C_{12}$  отвечает спектральной зависимости коэффициента корреляции интенсивностей люминесценции, измеренных одновременно в двух различных участках образца, расстояние между которыми было 1 мм (на вставке показаны временные зависимости этих сигналов люминесценции). Стрелкой показано спектральное положение линии люминесценции из буферного слоя GaAs

7.95 Тл, что отвечает фактору заполнения  $\nu = 2.00$ . Важно, что в этих условиях спектры излучательной рекомбинации, измеренные из двух различных точек образца с помощью двух световодов, расстояние между которыми было около 1 мм, совпадали. Этот факт свидетельствует о том, что в условиях целочисленного квантового эффекта Холла система 2D электронов становится однородной и локальные концентрации электронов в различных точках образца совпадают с большой точностью. Этот результат хорошо согласуется с тем, что аномальные флуктуации интенсивности излучения наблюдаются в чрезвычайно узком диапазоне магнитных полей вблизи целочисленного заполнения, который отвечает изменению фактора заполнения менее чем на 0.005. При измерении с помощью двух световодов мы могли одновременно записывать временную эволюцию спектров излучения из различных точек образца, поскольку сигналы из световодов регистрировались одновременно двумя различными участками одной CCD матрицы. Это позволяло нам проводить количественное сопоставление параметров гигантских осцилляций интенсивности излучения в различных точках образца и исследовать эффекты пространственной корреляции. С этой целью мы вычисляли коэффициент корреляции (см., например, [3]) между интенсивностями излучения ( $I_1$  и  $I_2$ ), измеренными одновременно из двух различных световодов:

$$C_{12} = \langle \Delta I_1 \cdot \Delta I_2 \rangle / (D_1 \cdot D_2)^{1/2},$$

где  $\langle I_i \rangle$  – средняя интенсивность за все время измерения,  $\Delta I_i = I_i - \langle I_i \rangle$ ;  $D_i = \langle \Delta I_i^2 \rangle$  – дисперсия величины  $I_i$ . Сопоставление результатов, измеренных из разных световодов, показало, что гигантские флуктуации интенсивности излучения наблюдаются одновременно в одном и том же узком диапазоне магнитных полей вблизи целого значения фактора заполнения 2 (а также вблизи  $\nu = 4, 6, 8$ ). Поэтому можно было измерять коэффициент корреляции флуктуирующих сигналов и его зависимость от длины волны в спектре излучения. На вставке к рис.2 представлен типичный пример измерений аномальных флуктуаций интенсивности излучения, которые были сделаны с помощью двух световодов в условиях квантового эффекта Холла в максимуме линии люминесценции. Видно, что в этих условиях наблюдается сильная скоррелированность (синфазность) флуктуаций двух интенсивностей. Спектральная зависимость коэффициента  $C_{12}$  в условиях, когда фактор заполнения равен двум ( $B = 7.95 \text{ Тл}$ ), показана на рис.2 (кривая  $C_{12}$ ). Видно, что коэффициент  $C_{12}$  весьма близок к единице на всех длинах волн, отвечающих люминесценции 2D электронного газа и спадает практически до нуля в окрестности 1514.66 мэВ, где доминирует вклад объемной люминесценции из буферного слоя GaAs (плечо в спектре люминесценции, отмеченное на рис.2 стрелкой). Заметим, что идентификация линий люминесценции из объема GaAs была нами сделана из анализа поведения линий при изменении магнитного поля и концентрации 2D электронов [4]. Из рис.2 непосредственно следует, что отстоящие друг от друга на расстояние около 1 мм участки двумерной электронной системы могут излучать свет сильно коррелированным образом.

Представляет интерес проследить за температурной зависимостью коэффициента корреляции. Нами было проведено измерение гигантских флуктуаций в условиях, когда все внешние макроскопические параметры были зафиксированы с максимальной доступной точностью, а температура медленно изменялась со временем. Результаты соответствующих измерений показаны на рис.3. При повышении температуры происходит некоторое уменьшение сигнала люминесценции, но более важно, что при увеличении  $T$  гигантские флуктуации пропадают. Это отражено на рис.3, где показано, как изменяется интенсивность люминесценции, измеренная в максимуме линии (1.516 эВ). Кроме того, на этом же рисунке указано, как меняется от температуры отношение  $D/\langle I \rangle$ . Видно, что отношение  $D/\langle I \rangle$  имеет аномально

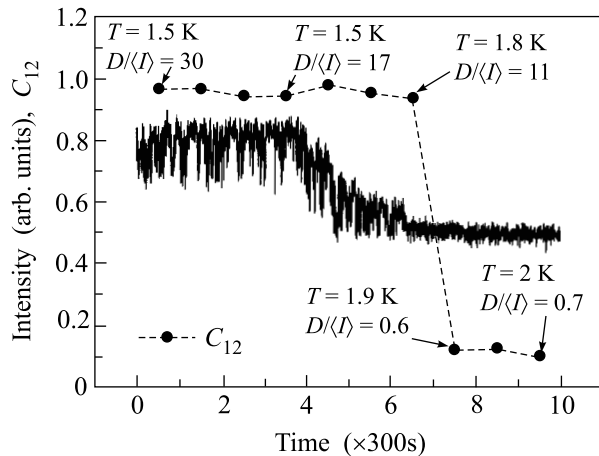


Рис.3. Температурная зависимость интенсивности люминесценции, измеренной в максимуме линии рекомбинации двумерных электронов (1.516 эВ) в условиях квантового эффекта Холла ( $\nu = 2$ ,  $n_s = 3.85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $B = 7.95 \text{ Тл}$ ) при  $T = 1.5 \text{ К}$ . Точками на рисунке показано как меняется от температуры коэффициент корреляции  $C_{12}$  двух интенсивностей излучательной рекомбинации двумерных электронов, измеренных одновременно в двух пространственно удаленных точках образца и для каждой точки указана величина отношения  $D/\langle I \rangle$

большое значение около 30 при 1.5 К и резко уменьшается до нормальных пуассоновских значений (0.5–1) при  $T > 1.9 \text{ К}$ . Что же касается коэффициента корреляции, то из рисунка видно, что он остается близким к единице вплоть до критической температуры  $T_c = 1.9 \text{ К}$ , при которой исчезают гигантские флуктуации, а затем резко спадает до своего фонового значения (менее 0.1). Таким образом можно утверждать, что возникновение пространственных корреляций сигналов люминесценции на макроскопических расстояниях является характерной чертой режима гигантских флуктуаций в условиях целочисленного квантового эффекта Холла при  $T < T_c$ .

Для того чтобы проверить, является ли для наблюдаемых корреляций существенным наличие общего пятна возбуждения, был поставлен следующий эксперимент. На образец была помещена тонкая (0.5 мм) полоска черной бумаги, разделившая пятно возбуждения на две части, так что сигнал в каждый из световодов шел от своей части пятна возбуждения. Следует отметить, что в отсутствие черной полоски сигналы, измеренные из этих же двух частей образца при  $\nu = 2$ , демонстрировали синфазные гигантские флуктуации с коэффициентом корреляции 0.95. При наличии разделяющей черной полоски и при  $\nu = 2$  корреляции между сигналами отсутствовали, хотя сигнал каждого из световодов по-

прежнему демонстрировал гигантские флуктуации (отношение  $D/\langle I \rangle > 10$ ). На рис.4 показано сравнение результатов, полученных в одинаковых экс-

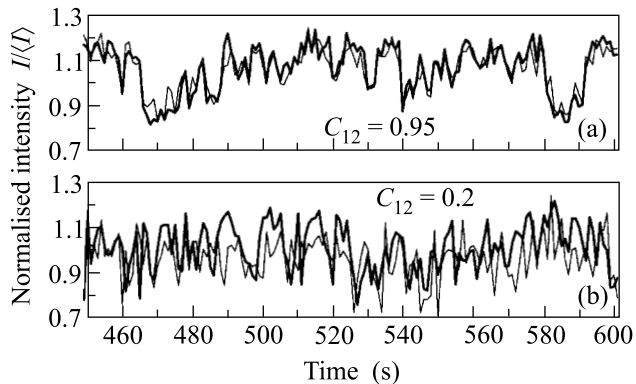


Рис.4. Сравнение гигантских флуктуаций интенсивности люминесценции, измеренных в одинаковых экспериментальных условиях с полоской, разделяющей систему двумерных электронов на две подсистемы (b), и без нее (a). Видно, что разделение образца на две подсистемы полностью подавляет эффект корреляции флуктуаций интенсивностей люминесценции и уменьшает коэффициент корреляции с 0.95 до 0.2. Измерения проводились в условиях квантового эффекта Холла при  $\nu = 2$ ,  $n_s = 3.85 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ ,  $B = 7.95 \text{ Тл}$  и  $T = 1.5 \text{ К}$

периментальных условиях с разделяющей полоской (b) и без нее (a). Видно, что разделение образца на две подсистемы полностью подавляет эффект корреляции флуктуаций интенсивностей люминесценции. Небольшие остаточные корреляции, которые видны на рис.4b, могут быть объяснены недостаточной стабильностью магнитного поля, поскольку они наблюдались и в отсутствие гигантских флуктуаций интенсивности. Магнитное поле, как известно, сильно влияет на вид спектра люминесценции 2D электронного газа, особенно в условиях квантового эффекта Холла [4, 5]. В силу этого недостаточная стабильность поля может приводить к появлению остаточных корреляций сигналов. Там, где спектр люминесценции слабо зависит от величины поля, как это имеет место для объемной люминесценции, величина остаточных корреляций близка к нулю. Наблюдаемое нами подавление корреляций в флуктуациях интенсивностей при искусственном разделении системы 2D электронов на две подсистемы позволяет также однозначно исключить возможную интерпретацию гигантских флуктуаций, согласно которой причиной флуктуаций является аномальное усиление нестабильностей магнитного поля или источника фотовозбуждения. Действительно, можно предположить, что из-за очень резкого, скачкообразного характера магнитополовой

зависимости спектрального положения линии люминесценции вблизи целочисленных факторов заполнения [1], даже слабые флуктуации магнитного поля могут в этих условиях проявляться в виде сильной нестабильности интенсивности люминесценции. Если бы это было так, то при разделении системы 2D электронов на две (с помощью тонкой черной полоски) естественно было бы ожидать синфазных флуктуаций в обеих частях образца, поскольку источник флуктуаций одинаков в обоих случаях и задает общую фазу. Однако, как видно из рис.4, корреляции в флуктуациях интенсивностей пропадают при разделении электронной системы на две подсистемы, что, скорее всего, указывает на наличие общей единой фазы макроскопической волновой функции 2D электронов в условиях квантового эффекта Холла. При искусственном разделении системы электронов на две подсистемы единство волновой функции исчезает и появляется разность фаз между волновыми функциями двух подсистем, что и приводит к нарушению синфазности флуктуаций, измеренных в разных частях образца. Наличие разности фаз волновых функций должно приводить к явлениям, аналогичным эффекту Джозефсона, поэтому можно ожидать, что если плавно менять параметры барьера (его ширину и высоту потенциала), разделяющего электронную систему на две подсистемы, то должны возникать осцилляции в коэффициенте корреляции  $C_{12}$ , связанные с периодичностью фазы.

Таким образом, в настоящей работе исследованы корреляции между интенсивностями рекомбинационного излучения 2D электронного газа, измеренными в различных точках образца при наличии гигантских флуктуаций люминесценции в режиме квантового эффекта Холла. Обнаружено, что в этих условиях наблюдаются необычайно сильные корреляции в флуктуациях интенсивностей, которые, скорее всего указывают на макроскопическую когерентность электронной системы в режиме квантового эффекта Холла. Показано, что эти корреляции пропадают при повышении температуры или если электронную систему искусственно разбить на две несвязанных между собой подсистемы.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и программы "Физика твердотельных наноструктур".

1. О. В. Волков, И. В. Кукушкин, М. В. Лебедев и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 558 (2000).
2. Г. Шустер, *Детерминированный хаос, Введение*, М.: Мир, 1988.
3. Л. Мандель, Э. Вольф, *Оптическая когерентность и квантовая оптика*, М.: Физматлит, 2000.
4. О. В. Волков, В. Е. Житомирский, И. В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **65**, 38 (1997).
5. О. В. Волков, В. Е. Житомирский, И. В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **66**, 539 (1997).