

Гигантские флуктуации интенсивности излучения двумерных электронов в режиме квантового эффекта Холла

© А.Л. Парахонский, М.В. Лебедев, И.В. Кукушкин, Ю. Смет, К. фон Клитцинг*

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

* Max-Planck-Institut für Festkörperforschung,
70569 Stuttgart, Germany

E-mail: alpar@issp.ac.ru

(Поступила в Редакцию 16 октября 2006 г.)

В условиях квантового эффекта Холла исследованы гигантские флуктуации рекомбинационного излучения 2D-электронов в структурах с одиночной и двойными квантовыми ямами GaAs. Установлено, что при точном выполнении этих условий уровень шума интенсивности фотолюминесценции 2D-электронов на несколько порядков превышает уровень шума при нормальном (пуассоновском) распределении. Одновременно с флуктуациями интенсивности линий фотолюминесценции происходит скачкообразное изменение их спектрального положения. Аналогичные скачки обнаружены и в спектрах неупругого рассеяния света 2D-электронов в структурах с одиночной квантовой ямой GaAs. Флуктуационные процессы протекают согласованно на макроскопических расстояниях. Характерная длина корреляции составляет 1–2 мкм. Обнаружена особенность в спектральной плотности гигантских флуктуаций в виде узких пиков, частоты которых соотносятся как числа Фибоначчи. Появление в спектре флуктуаций таких частот имеет сходство с процессами, рассматриваемыми в теории открытых диссипативных динамических систем, методы которой в принципе могут быть использованы для изучения гигантских флуктуаций.

Работа выполнена при поддержке гранта РФФИ № 06-02-16123-а.

PACS: 71.35.Cc, 78.66.Fd

1. Введение

При изучении статистических свойств квантовых объектов (в частности, при исследовании статистики фотонов) в условиях сильного взаимодействия элементов фотовозбужденной системы, когда характерная длина корреляции сравнима с расстоянием между рекомбинирующими частицами, следует принимать во внимание нарушение характера статистической независимости фотонов. Статистика актов излучательной рекомбинации в таких системах значительно отклоняется от пуассоновского распределения. Одним из объектов, в которых проявляются сильные корреляционные эффекты, является система квазидвумерных электронов в поперечном магнитном поле (режим квантового эффекта Холла — КЭХ). В режиме КЭХ, т.е. в условиях, при которых формируются плато в холловском сопротивлении, а холловская проводимость определяется соотношением $\sigma_{xy} = \nu e^2/h$ (ν — фактор заполнения уровня Ландау), в структурах с квантовыми ямами GaAs с достаточно высокой подвижностью носителей ($> 1 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$) возникают гигантские флуктуации интенсивности рекомбинационного излучения 2D-электронов с фотовозбуждаемыми дырками [1]. Проведенный нами цикл экспериментальных работ по изучению данного явления [1–4] показал, что оно обладает рядом уникальных свойств, указывающих на его фундаментальность. К таким свойствам можно отнести то, что: а) интенсивность

фотолюминесценции 2D-электронов испытывает гигантские флуктуации при целых факторах заполнения ν уровней Ландау; б) флуктуации проявляются в очень узком диапазоне магнитных полей (0.02 Т); в) максимумы амплитуды шума совпадают с максимумами обратного продольного магнитосопротивления 2D-электронов в режиме КЭХ и сопровождаются установлением чрезвычайно высокой однородности системы; г) флуктуации исчезают пороговым образом при повышении температуры выше критической; д) вблизи целого фактора заполнения одновременно и скачкообразно изменяются спектральные положения линий фотолюминесценции и неупругого рассеяния света 2D-электронов.

2. Образцы. Методика

Исследованные нами образцы можно условно разбить на две группы: структуры с одиночной (группа I) и двойными (группа II) квантовыми ямами GaAs, разделенными AlGaAs-барьером различной толщины. Образцы были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Ширина одиночной квантовой ямы составляла 250 Å. Концентрация электронов в яме и их подвижность составляли около $4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ и $2 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$ соответственно. Параметры структур группы II представлены в таблице.

Параметры структур GaAs/AlGaAs с двумя квантовыми ямами

| Образец | $L_1, \text{Å}$ | $L_2, \text{Å}$ | $l, \text{Å}$ | $N_s, 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ |
|---------|-----------------|-----------------|---------------|--------------------------------|
| 1 | 220 | 300 | 50 | 7.3 |
| 2 | 250 | 250 | 200 | 4.3 |
| 3 | 150 | 150 | 200 | 4.8 |
| 4 | 250 | 300 | 400 | 4.7 |
| 5 | 200 | 200 | 600 | 8.3 |

Примечание. L_1, L_2 — ширины первой и второй квантовых ям; l — ширина барьера из AlGaAs между двумя ямами GaAs; N_s — концентрация 2D-электронов.

Образец помещался в гелиевый криостат (при $T = 1.5 \text{ K}$) внутри сверхпроводящего соленоида, который позволял получать магнитное поле до 12 Т (некоторые измерения были проведены с использованием криостата с 17 Т-соленоидом). Структуры возбуждались светом лазерного светодиода (LED) с энергией фотонов 1.653 eV и Ti-Sp-лазера с перестраиваемой длиной волны. Для детектирования сигнала фотолюминесценции и неупругого рассеяния света применялся детектор с зарядовой связью (CCD). В наших экспериментах использовались одно- и двухсветоводные схемы. В первом случае возбуждение и сбор сигналов фотолюминесценции осуществлялись с помощью одного световода, а спектральным прибором служил монохроматор Kaderk, который обеспечивал спектральное разрешение 0.03 meV с линейной дисперсией 7 Å/mm. В двухсветоводной схеме первый световод был предназначен для подвода излучения LED и Ti-Sp-лазера, второй световод использовался для сбора сигнала люминесценции, а также неупругого рассеяния. Спектральным прибором в этом случае служил спектрометр Monospec со спектральным разрешением 0.03 meV и дисперсией 4 Å/mm. Для отдельного детектирования сигналов фотолюминесценции 2D-электронов из различных ям мы использовали то обстоятельство, что излучения из ям различной ширины или с разной электронной плотностью спектрально разделены. С целью разбалансировки электронных плотностей в ямах мы использовали дополнительную подсветку He-Ne-лазера с энергией 1.959 eV. Это дополнительное фотовозбуждение поглощалось преимущественно в приповерхностном слое AlGaAs, что приводило к уменьшению концентрации электронов в квантовой яме, ближней к поверхности структуры [5]. Одновременно с записью спектров фотолюминесценции проводилась их математическая обработка. Для каждой длины волны оценивались средняя интенсивность излучения 2D-электронов за время измерения $\langle I \rangle$, дисперсия интенсивности $D = \langle \Delta I^2 \rangle$, отношение дисперсии к среднему значению $D/\langle I \rangle$ и коэффициент корреляции $C_{12} = \langle \Delta I_1 \Delta I_2 \rangle / (D_1 D_2)^{1/2}$. Индексы 1, 2 использовались для обозначения либо различных спектральных линий (в образцах группы I), либо линий аналогичного свойства, но детектируемых из различных квантовых ям (образцы группы II).

3. Гигантские флуктуации интенсивности фотолюминесценции двумерных электронов. Температурная зависимость. Корреляционные данные. Одиночные и двойные квантовые ямы

В структурах группы I были исследованы магнитопольные зависимости энергии оптических переходов в диапазоне магнитных полей 0–11 Т. На рис. 1 приведены характерные спектры фотолюминесценции 2D-электронов в структурах с одиночной квантовой ямой при нулевом значении магнитного поля $B = 0 \text{ T}$ (кривая *a*) и при факторе заполнения $\nu = 4$ (кривая *b*) и $\nu = 2$ (кривая *c*). На рис. 2 показано отношение дисперсии к средней интенсивности фотолюминесценции в окрестности $\nu = 2$, определенное в максимуме линии нижнего спинового подуровня основной подзоны размерного квантования (линия с энергией 1516.8 meV на рис. 1, кривая *c*). Видно, что отношение $D/\langle I \rangle$ аномально велико вблизи фактора заполнения $\nu = 2$. На вставке к рис. 2 показана зависимость интенсивности фотолюминесценции 2D-электронов от времени, измеренная в максимуме линии излучения при двух очень близких значениях магнитного поля, одно из которых отвечает точно целочисленному фактору заполнения $\nu = 2.00$, а другое значение поля отличается от $\nu = 2$ на 1% ($\nu = 1.98$). Видно, что даже такое небольшое изменение ν приводит к радикальному изменению характеристик шума: вне режима КЭХ шум интенсивности излучения имеет пуассоновский характер, а при целочисленных факторах заполнения амплитуда шума возрастает на порядки.

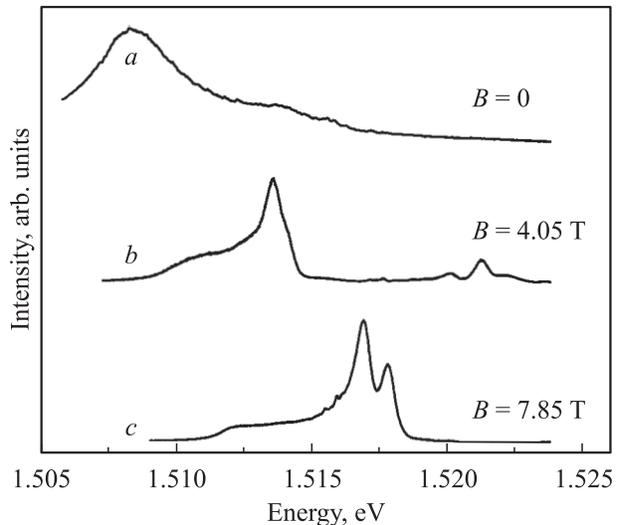


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции 2D-электронов, измеренные на структуре с одиночной квантовой ямой шириной 250 Å и $N_s \approx 4 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ при разных значениях магнитного поля. $B = 0 \text{ T}$ (*a*), $B \approx 4.05 \text{ T}$ (фактор заполнения $\nu = 4$) (*b*) и $B \approx 7.85 \text{ T}$ ($\nu = 2$) (*c*).

Были исследованы параметры гигантских флуктуаций в зависимости от температуры. При понижении температуры мы ожидали значительных изменений в магнитолевой зависимости шума, его интенсивности и временных характеристиках, принимая во внимание экспоненциальную температурную зависимость проводимости электронной системы. Однако нами был получен довольно неожиданный результат. При понижении температуры флуктуации появляются скачкообразно. Их амплитуда (отношение $D/\langle I \rangle$) после порога не изменяется в широком интервале температур. Для наблюдения флуктуаций требуется достижение определенной пороговой величины сопротивления ($\sim 10^{11} \Omega$), после чего амплитуда шума не изменяется. На рис. 3 показаны температурные зависимости амплитуды шума, измеренные для различных факторов заполнения. Для

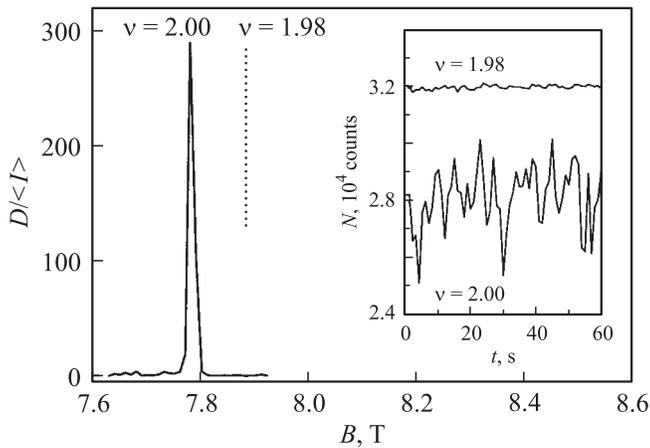


Рис. 2. Отношение дисперсии к средней интенсивности фотолюминесценции 2D-электронов нулевого уровня Ландау в зависимости от магнитного поля в окрестности $\nu = 2$, измеренное в структурах с одиночной квантовой ямой. На вставке — временная зависимость интенсивности излучения, измеренная в максимуме спектра для двух значений магнитного поля вблизи фактора заполнения $\nu = 2$ (при $\nu = 2$ отношение $D_{1,2}/\langle I_{1,2} \rangle = 289$ против 1.47 при $\nu = 1.98$.)

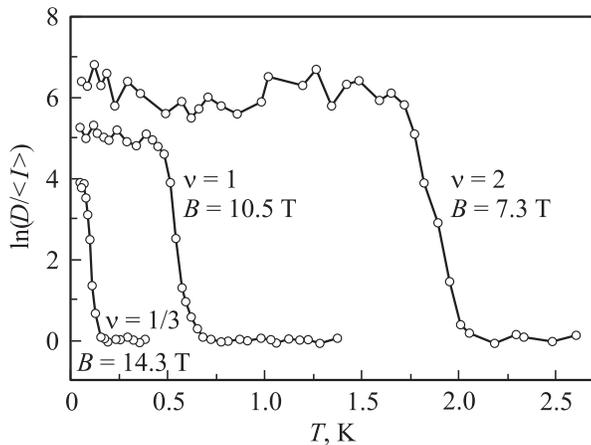


Рис. 3. Зависимость нормированной дисперсии шума интенсивности фотолюминесценции 2D-газа от температуры при различных факторах заполнения уровней Ландау.

$\nu = 2$ ($B = 7.3$ Т) температурный порог наблюдается при $T = 1.75$ К, для $\nu = 1$ ($B = 10.5$ Т) порог равен $T = 0.5$ К, а для дробного заполнения $\nu = 1/3$ пороговая температура оказывается равной 0.1 К. Чем уже щель в энергетическом спектре, тем ниже температура, при которой достигается пороговое значение сопротивления. При этом спектрально-временные характеристики шума не зависят от температуры ниже ее пороговой величины и не происходит сдвига пика шумов в магнитном поле, т.е. важен лишь переход в состояние с аномально малой проводимостью. Из этих данных можно сделать вывод о том, что в исследуемом нами явлении температура 2D-электронов (ниже определенного значения) перестает быть важнейшим фактором, определяющим проводимость электронной системы.

Для анализа пространственных корреляций между интенсивностями рекомбинационного излучения в различных точках образца исследовалась возможность разделения 2D-системы на две подсистемы. Использовались два способа. Первый — разделение с помощью потенциального барьера в плоскости образца (структуры с одиночной квантовой ямой), в качестве барьера использовалась тонкая черная полоска, позволяющая регистрировать сигналы из двух неперекрывающихся участков поверхности с помощью двух собирающих световодов (подробно данная схема описана в [2]). В этом случае мы анализировали коэффициент корреляции интенсивностей люминесценции основной подзоны размерного квантования, измеренных одновременно в двух различных участках образца, расстояние между которыми составляло около 1 мм. Спектральная зависимость коэффициента корреляции C_{12} в условиях, когда фактор заполнения равен двум, показана на рис. 4. Видно, что C_{12} близок к единице на всех длинах волн, отвечающих люминесценции 2D-газа, и спадает до нуля в окрестности длины волны, где доминирует вклад объемной люминесценции из буферного слоя арсенида галлия (плечо в спектре люминесценции, отмеченное на рис. 4 стрелкой). Из рис. 4 следует, что отстоящие друг от друга на расстояние 1 мм участки двумерной электронной системы могут излучать свет коррелированным образом. Спектры фотолюминесценции, измеренные в двух различных точках поверхности образца, совпадали, что свидетельствовало о том, что в условиях целочисленного КЭХ система 2D-электронов становится однородной и локальные концентрации электронов в этих точках совпадают с большой точностью, что в свою очередь может указывать на существование в режиме КЭХ когерентного макроскопического состояния электронной системы с единой волновой функцией. Для проверки того, является ли для наблюдаемых корреляций существенным наличие общего пятна возбуждения, был поставлен эксперимент с тонкой (0.5 мм) полоской черной бумаги, разделявшей пятно возбуждения на две части, так что сигнал в каждый из световодов шел от своей части пятна возбуждения (см. [2]). При наличии разделяющей черной полоски корреляции между сигналами, измеренными в этих же двух частях образца при

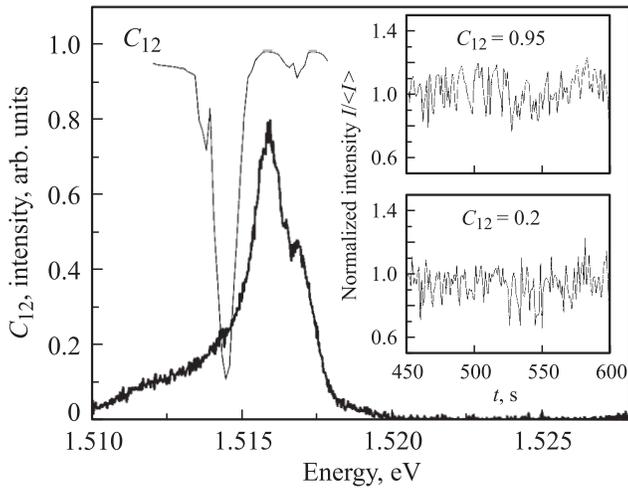


Рис. 4. Спектр фотолуминесценции 2D-электронов, измеренный в структуре с одиночной квантовой ямой шириной 250 Å при $\nu = 2$ ($N_s = 3.85 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$, $B = 7.95 \text{ T}$) и $T = 1.5 \text{ K}$. Кривая C_{12} отвечает спектральной зависимости коэффициента корреляции интенсивностей люминесценции, измеренных одновременно в двух различных участках образца, расстояние между которыми составляет около 1 mm. Стрелкой показано спектральное положение линии люминесценции из буферного слоя GaAs. На вставках приведены временные зависимости флуктуаций интенсивностей люминесценции, измеренных в одинаковых экспериментальных условиях с полоской, разделяющей систему двумерных электронов на две подсистемы (нижняя вставка), и без нее (верхняя вставка). Разделение образца на две подсистемы уменьшает коэффициент корреляции с 0.95 до 0.2.

$\nu = 2$, практически отсутствовали, хотя сигнал каждого из световодов по-прежнему демонстрировал гигантские флуктуации (нижняя вставка на рис. 4). Таким образом, корреляции пропадают при разделении электронной системы на две подсистемы. По-видимому, в этом случае единство волновой функции исчезает и появляется разность фаз между волновыми функциями двух подсистем.

Второй способ — разделение 2D-системы в поперечном направлении, которое реализуется в двойных квантовых ямах. Для анализа корреляционных данных мы измеряли временные зависимости сигналов люминесценции при постоянном магнитном поле в режиме КЭХ ($\nu = 2$). Использование квантовых ям различной ширины позволило нам измерять по отдельности свойства рекомбинационного излучения из разных ям. На рис. 5 представлены зависимости отношения дисперсии к средней интегральной интенсивности (интегрирование выполнялось по всему спектру) от магнитного поля, измеренные для структуры с барьером толщиной $l = 50 \text{ Å}$. Из этого рисунка видно, что, как и в одиночной квантовой яме, в двойных квантовых ямах наблюдаются anomalously большие флуктуации интенсивности излучательной рекомбинации двумерных электронов, причем в очень узких интервалах магнитного поля. Дисперсия шума максимальна в полях, при которых суммарный фактор $\nu_{\text{tot}} = \nu_1 + \nu_2$ принимает целые значения 4, 8

и 12. Отсутствие особенностей при факторах заполнения 6 и 10 указывает на то, что уровни Ландау четырехкратно вырождены (по спину и по „псевдоспину“ или индексу ямы [6]). Другой важной особенностью наблюдаемых гигантских флуктуаций является то, что величины факторов заполнения каждой из ям, определенные из двух концентраций, при резонансных значениях поля не являются целыми числами. Вместе с тем в полях, отвечающих целым факторам заполнения „отдельных“ ям, наблюдается обычный пуассоновский шум. Аналогичные результаты были получены и для структур с более широкими барьерами ($l < 200 \text{ Å}$), в то

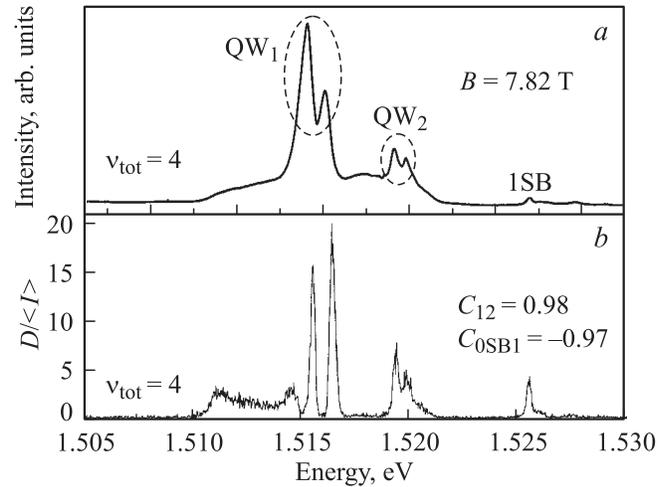


Рис. 5. Спектры фотолуминесценции (a) и флуктуаций (b), измеренные в двойной квантовой яме с толщиной барьера $l = 50 \text{ Å}$ при $B = 7.82 \text{ T}$ ($\nu_{\text{tot}} = 4$). Интенсивности излучения в двух ямах практически полностью коррелируют ($C_{12} = 0.98$) между собой и антикоррелируют с интенсивностью излучения первой возбужденной подзоны (коэффициент корреляции $C_{0\text{SB}1} = -0.97$).

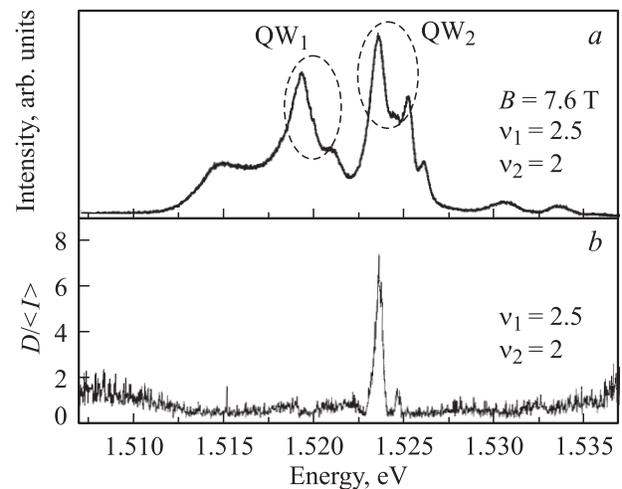


Рис. 6. Спектр фотолуминесценции (a) и спектр шумов (b), измеренные в двойной квантовой яме с толщиной барьера $l = 600 \text{ Å}$ при $B = 7.6 \text{ T}$. Видно, что „шумит“ лишь одна из ям (при $\nu_2 = 2$), что иллюстрирует отсутствие корреляции во флуктуациях излучательной рекомбинации между ямами.

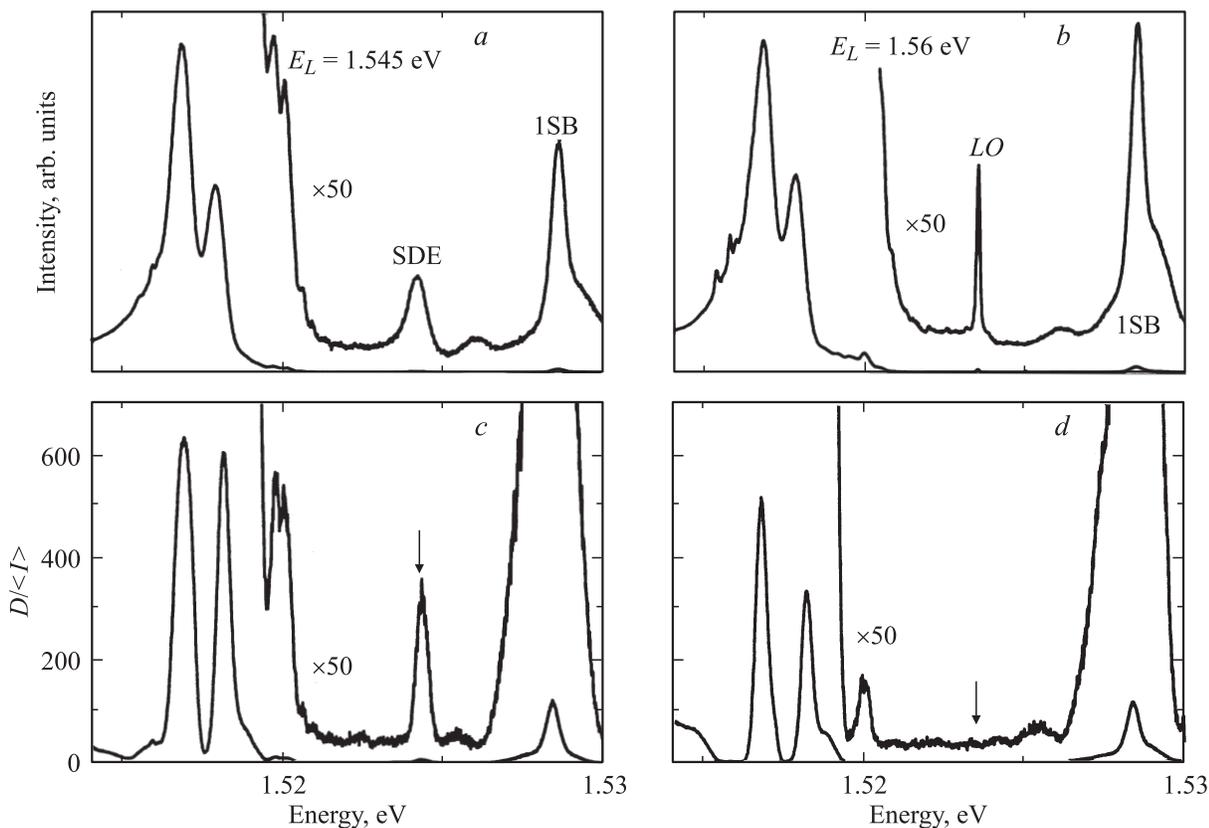


Рис. 7. Спектры фотолюминесценции и неупругого рассеяния света, измеренные в режиме гигантских флуктуаций в условиях квантового эффекта Холла при факторе заполнения $\nu = 2$ для энергий накачивающего фотона, равных 1.545 (a) и 1.560 eV (b). В первом случае (a) в спектре рассеяния наблюдается межподзонная SDE-мода 2D-электронов, а во втором случае (b) — рассеяние на объемном LO-фононе. На частях c и d показаны спектральные зависимости отношения дисперсии к средней интенсивности, измеренные при разных энергиях возбуждения. Гигантские флуктуации в режиме квантового эффекта Холла при $\nu = 2$ обнаруживают как линии фотолюминесценции, так и линия SDE неупругого рассеяния света. При этом LO-линия не обнаруживает заметных флуктуаций.

время как для образцов с самыми широкими барьерами ($l = 400$ и 600 \AA) характер наблюдаемых зависимостей уже совсем другой. В структурах с $l = 400 \text{ \AA}$ флуктуации интенсивностей в двух соседних ямах по-прежнему существенно превышали „пуассоновский“ шум, однако при этом коэффициент C_{12} уже был близок к нулю, т. е. флуктуации не коррелировали. В двойных квантовых ямах с самым широким ($l = 600 \text{ \AA}$) барьером уже нельзя говорить о суммарном факторе заполнения, поскольку флуктуации интенсивности излучения возникали в каждой из ям независимо друг от друга, когда фактор заполнения одной из ям был равен 2, 4 или 6. Амплитуда флуктуаций в такой структуре была существенно ниже, чем в структурах с более узкими барьерами, причем главным образом наблюдались флуктуации только одной из линий (с максимумом вблизи 1.523 eV), соответствующей процессу рекомбинации 2D-электронов второй ямы (расположенной дальше от поверхности) (рис. 6).

Таким образом, установлено, что корреляции исчезают при разбиении 2D-системы на две подсистемы как в случае с черной полоской, так и в случае структуры с двумя квантовыми ямами, разделенными достаточно широким потенциальным барьером (600 \AA).

Помимо исследования пространственных корреляций флуктуаций анализировались возможные корреляционные эффекты между отдельными спектральными линиями. Так, мы обнаружили, что флуктуации интенсивностей излучательной рекомбинации 2D-электронов спектральных линий от верхнего и нижнего спиновых подуровней основной подзоны размерного квантования (0SB) протекают синфазно, а линии от основной и первой (1SB) возбужденной подзон флуктуируют в противофазе (рис. 5).

4. Флуктуации интенсивности фотолюминесценции и неупругого рассеяния света 2D-электронов. Телеграфный шум. Числа Фибоначчи

Нами обнаружено, что в режиме гигантских флуктуаций не только процессы рекомбинации, но и процессы неупругого рассеяния света 2D-электронов протекают

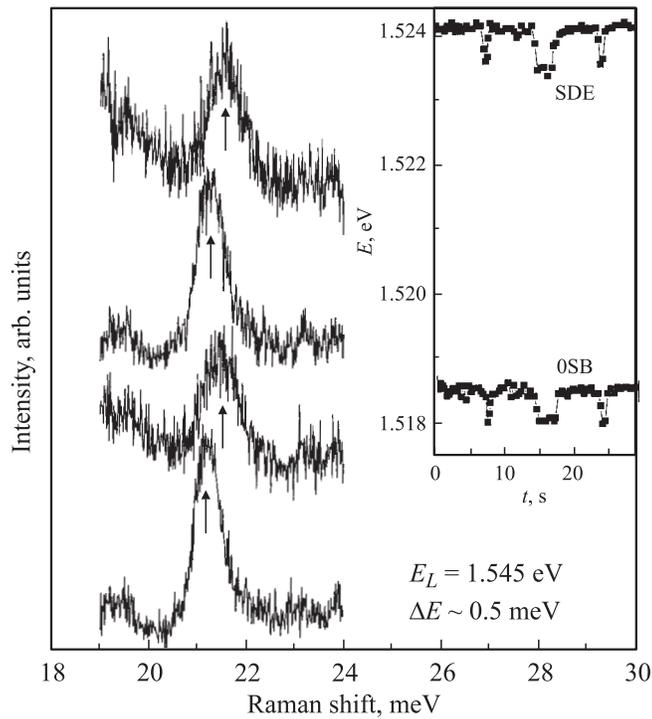


Рис. 8. Спектры межподзонной SDE-моды, измеренные в различные моменты времени при всех фиксированных параметрах и $\nu = 2$. Линия SDE в режиме квантового эффекта Холла демонстрирует нестабильность во времени и испытывает флуктуационный спектральный сдвиг $\Delta E \approx 0.5$ meV. На вставке — временные зависимости спектрального положения линии SDE и линии фотолюминесценции верхнего спинового подуровня основной подзоны размерного квантования (OSB).

согласованно на макроскопических расстояниях. Исследуя спектры неупругого рассеяния света в режиме КЭХ, мы обнаружили, что интенсивность сигнала межподзонного рамановского рассеяния в образцах группы I (возбуждение спиновой плотности — SDE-мода [7,8]; рис. 7, *a*) испытывает гигантские флуктуации (рис. 7, *c*), аналогичные флуктуациям интенсивности люминесценции. В то же время исследование флуктуаций интенсивности рассеяния света на объемном продольном оптическом (*LO*) фоне в режиме КЭХ показало, что отношение $D/\langle I \rangle$ в этом случае оказывается равным единице (рис. 7, *d*), т.е. гигантские флуктуации имеют именно „двумерную“ природу. Это обстоятельство еще раз указывает на возникновение в режиме КЭХ нового когерентного макроскопического состояния электронной системы, обладающего общей волновой функцией. Мы анализировали коэффициент корреляции между сигналами OSB и SDE. Флуктуации интенсивностей этих линий имеют положительный коэффициент корреляции, и его максимальное значение близко к единице.

Помимо флуктуаций интенсивности неупругого рассеяния света нами было установлено, что вблизи фактора заполнения $\nu = 2$ линия SDE скачкообразно меняет свою спектральную позицию. На рис. 8 приведены спектры межподзонного неупругого рассеяния света

(SDE-мода), измеренные в различные моменты времени при факторе $\nu = 2$. Видно, что линия SDE обнаруживает телеграфный шум с амплитудой спектральных флуктуаций $\Delta E = 0.3\text{--}0.5$ meV. На вставке к рис. 8 представлены временные зависимости спектрального положения линии SDE и линии фотолюминесценции верхнего спинового подуровня основной подзоны размерного квантования (OSB). Видно, что спектральный сдвиг обеих линий происходит одновременно и на близкую величину. Этот эффект также наблюдается в исключительно узкой области магнитных полей, отвечающей режиму КЭХ ($1.999 < \nu < 2.001$), и указывает на то, что вблизи фактора $\nu = 2$ происходит резкое изменение формы ямы. Вопрос о механизмах, обуславливающих изменение формы потенциальной ямы и энергии межподзонного расщепления, пока находится на стадии обсуждения.

Важную информацию о природе процессов, протекающих в системе, и механизмах шумов можно почерпнуть из вида спектральной плотности шума, являющейся Фурье-преобразованием временной зависимости интегральной интенсивности интересующей нас линии люминесценции (рис. 9). Спектральная плотность гигантских флуктуаций интенсивности имеет, как правило, вид, показанный на рис. 9, *c*. Это монотонная кривая без особенностей, плавно спадающая с ростом частоты. Однако при определенных условиях в спектре шумов можно наблюдать ряд узких пиков. Первый пик возникает при $f = 0.018$ Hz ($t \approx 56$ s), а последующие пики в частотной области соотносятся как числа Фибоначчи (рис. 9, *d*). Для появления такого спектра необходимо возбуждать образец на определенной длине волны, не совпадающей с каким-либо максимумом в спектре возбуждения люминесценции. Известно, что спектр шума такого вида появляется, например, при наблюдении перехода от регулярного движения жидкости к хаотическому в экспериментах с ячейкой Бенара и обсуждается в теории открытых диссипативных динамических систем [9]. Если взглянуть на наблюдаемые нами гигантские флуктуации с точки зрения этой теории, то можно отметить, что флуктуации являются проявлением детерминированного хаоса системы взаимодействующих двумерных электронов. В самом деле, двумерный электронный газ в наших экспериментах представляет собой далекую от равновесия открытую диссипативную систему, в которую непрерывно подкачивается энергия за счет лазерного возбуждения и которая постоянно теряет энергию за счет рекомбинации двумерных электронов с фотовозбужденными дырками. При определенных условиях (в некоторой области значений управляющего параметра) такая система может демонстрировать периодическое или квазипериодическое движение, когда спектр ее флуктуаций содержит некоторую фундаментальную частоту и ее гармоники (такой режим для гигантских флуктуаций нами пока не наблюдался). При некотором значении управляющего параметра в спектре флуктуаций появляются несоразмерные частоты, что свидетельствует об усложнении движения и начале перехода системы к хаосу (это режим „чисел Фибоначчи“; значение $t \approx 56$ s в нашем случае может являться

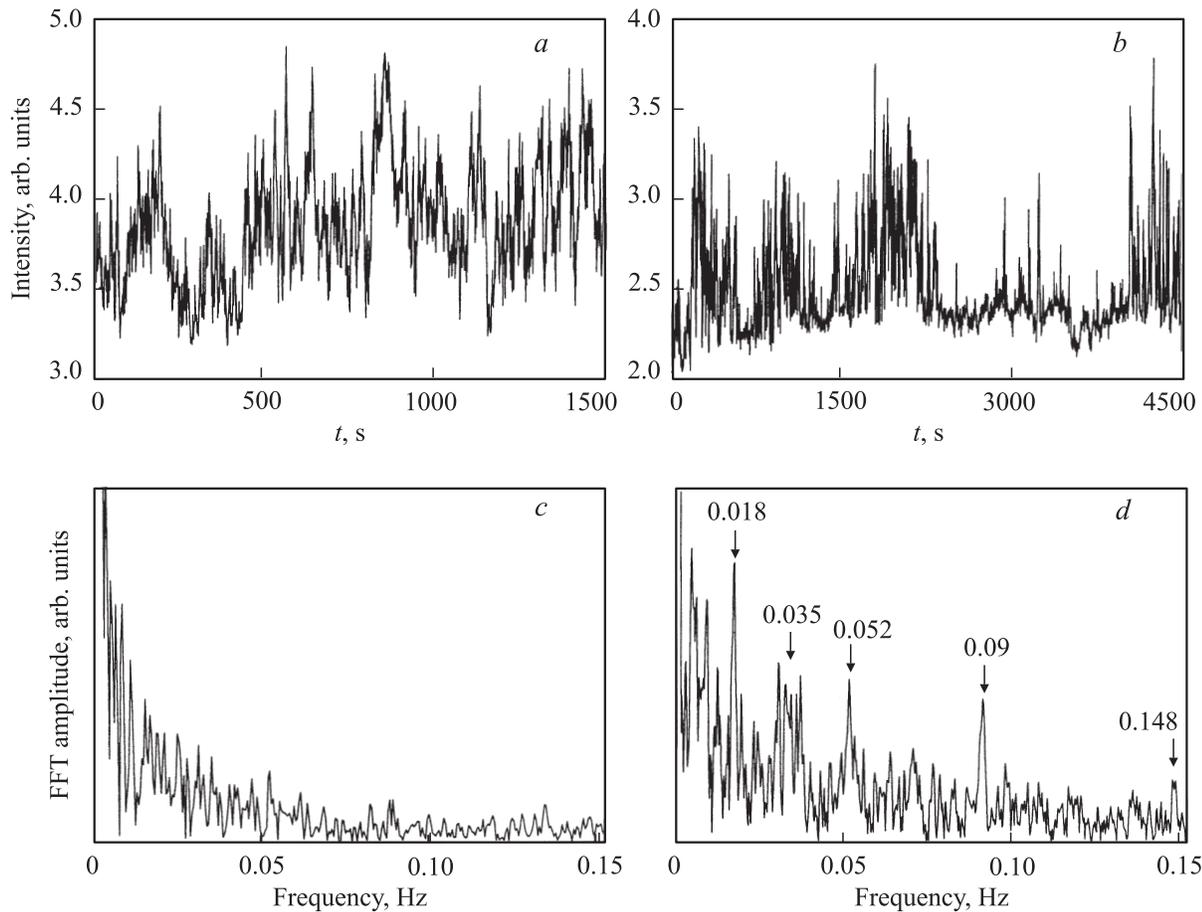


Рис. 9. Временные зависимости интегральной интенсивности линии фотолюминесценции нижнего спинового подуровня основной подзоны размерного квантования (0SB), измеренные при факторе заполнения $\nu = 2$ и энергии лазерного возбуждения, равной 1.566 (a) и 1.564 eV (b). На частях c и d представлены результаты быстрого Фурье-преобразования этих двух сигналов. Частоты, соответствующие отдельным пикам амплитуды Фурье-образа, соотносятся как числа Фибоначчи.

характерным временем начала развития неустойчивости системы). И наконец, при дальнейшем измерении управляющего параметра спектр шумов становится практически непрерывным, без ярко выраженных особенностей, что отвечает режиму детерминированного хаоса. Описанный сценарий перехода к хаосу соответствует модели Рюэля–Такенса–Ньюхауза, широко используемой, в частности, при изучении турбулентности. Применение теории открытых диссипативных динамических систем для изучения гигантских флуктуаций может оказаться очень плодотворным. Используя развитые в этой теории методы, можно, в частности, попытаться определить размерность странного аттрактора динамической системы, которая непосредственно связана с количеством нелинейных дифференциальных уравнений, описывающих данную систему. Можно найти управляющий параметр и его связь с величинами, характеризующими систему, и в результате получить сами уравнения. Заметим, что теория динамических систем является способом описания неустойчивых, далеких от равновесия систем и возникла как раз в связи с задачами описания неравновесных фазовых переходов, поэтому высказанное выше

предположение о физической природе флуктуаций как о проявлении фазового перехода в системе двумерных электронов не противоречит этой теории.

5. Заключение

Исследовались гигантские флуктуации интенсивности фотолюминесценции 2D-электронов в структурах с одиночными и двойными квантовыми ямами GaAs с высокой подвижностью носителей ($> 1 \cdot 10^6 \text{ cm}^2/\text{V} \cdot \text{s}$), их параметры в зависимости от температуры, а также пространственные корреляции между интенсивностями фотолюминесценции в различных точках 2D-плоскости (структуры с одиночной квантовой ямой) и в поперечном направлении (двойные квантовые ямы, разделенные потенциальным барьером различной толщины). Установлено, что интенсивность фотолюминесценции 2D-электронов испытывает гигантские флуктуации при целых факторах заполнения ν уровней Ландау, что сопровождается установлением чрезвычайно высокой однородности системы. При определенном значении

температуры флуктуации появляются пороговым образом, а при последующем понижении температуры уже не зависят от нее. Чем уже щель в энергетическом спектре, тем ниже температура, при которой достигается пороговое значение сопротивления. Обнаружено, что согласованное протекание процессов рекомбинации (пространственные корреляции) при факторе заполнения $\nu = 2$ может быть прервано как в случае с черной полоской на поверхности образца, разделяющей пятно возбуждения на две части, так и в случае структуры с двумя квантовыми ямами, разделенными достаточно широким барьером (600 Å). Обнаружено, что в режиме гигантских флуктуаций не только процессы рекомбинации, но и процессы неупругого рассеяния света 2D-электронов протекают согласованно на макроскопических расстояниях (1–2 mm). Помимо шума интенсивности линии фотолюминесценции и неупругого рассеяния света обнаруживаются так называемый телеграфный шум в спектральном положении. Причем спектральный сдвиг этих линий происходит одновременно и на близкую величину, что может указывать на резкое изменение формы квантовой ямы вблизи фактора $\nu = 2$. Исследовались временные зависимости интегральной интенсивности гигантских флуктуаций фотолюминесценции 2D-электронов и были найдены условия (возбуждение на определенной длине волны, не совпадающей с каким-либо максимумом в спектре возбуждения фотолюминесценции), при которых вид спектральной плотности шума имеет специфическую особенность — ряд узких пиков амплитуды Фурье-образа временной зависимости, частоты которых соотносятся как числа Фибоначчи. Появление в спектре флуктуаций таких частот имеет сходство с процессами так называемого детерминированного хаоса, рассматриваемыми в теории открытых диссипативных динамических систем. Этот факт в принципе позволяет использовать методы, развитые в этой теории, для изучения гигантских флуктуаций.

Список литературы

- [1] О.В. Волков, И.В. Кукушкин, М.В. Лебедев, Г.Б. Лесовик, К. фон Клитцинг, К. Эберл. Письма в ЖЭТФ **71**, 558 (2000).
- [2] М.В. Лебедев, И.В. Кукушкин, О.В. Волков, А.Л. Парахонский, Ю. Смет, К. фон Клитцинг. Письма в ЖЭТФ **77**, 345 (2003).
- [3] М.В. Лебедев, О.В. Волков, А.Л. Парахонский, В.А. Ковальский, И.В. Кукушкин. Письма в ЖЭТФ **80**, 363 (2004).
- [4] М.В. Лебедев, И.В. Кукушкин, А.Л. Парахонский, В.Е. Кирпичев, О.В. Волков, К. фон Клитцинг. Письма в ЖЭТФ **82**, 138 (2005).
- [5] I.V. Kukushkin, K. von Klitzing, K. Ploog, V.E. Kirpichev, B.N. Shepel. Phys. Rev. B **40**, 4179 (1989).
- [6] K. Moon, H. Mori, K. Yang, S.M. Girvin, A.H. MacDonald, L. Zheng, D. Yoshioka, S. Zhang. Phys. Rev. B **51**, 5138 (1995).
- [7] A. Pinczuk, B.S. Dennis, D. Heiman, C. Kallin, L. Brey, C. Tejedor, S. Schmitt-Rink, L.N. Pfeiffer, K.W. West. Phys. Rev. Lett. **68**, 3623 (1992).
- [8] L.V. Kulik, I.V. Kukushkin, V.E. Kirpichev, K. von Klitzing, K. Eberl. Phys. Rev. Lett. **86**, 1837 (2001).
- [9] Г. Шустер. Детерминированный хаос. Мир, М. (1988). 253 с.