

АНОМАЛЬНЫЕ ФЛУКТУАЦИИ ИНТЕНСИВНОСТИ РЕКОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ В УСЛОВИЯХ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

О.В.Волков¹⁾, И.В.Кукушкин, М.В.Лебедев, Г.Б.Лесовик⁺, К.фон Клитцинг^{*2)},
К.Эберл^{*2)}

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

⁺ Институт теоретической физики им. Л.Д.Ландау РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

^{*} Max-Planck-Institut für Festkörperforschung
70569 Stuttgart, Germany

Поступила в редакцию 27 марта 2000 г.

В спектре люминесценции одиночной квантовой ямы обнаружены аномальные флуктуации интенсивности излучательной рекомбинации квазидвумерных (2D) электронов с фотовозбужденными дырками, которые проявляются исключительно в условиях квантового эффекта Холла (КЭХ). Показано, что если условия КЭХ не выполняются, то флуктуации интенсивности излучения полностью отвечают случаю пуассоновского распределения ($\langle \delta N^2 \rangle / \langle N \rangle = 1$), в то время как в режиме КЭХ амплитуда флуктуаций сигнала люминесценции увеличивается на несколько порядков ($\langle \delta N^2 \rangle / \langle N \rangle \sim 10^2$). Продемонстрировано, что максимумы амплитуды шума люминесценции совпадают с максимумами обратного магнитосопротивления 2D электронов в режиме КЭХ и сопровождаются установлением аномально высокой однородности системы.

PACS: 05.40.-a, 73.40.Hm, 78.66.-w

1. Хорошо известно, что статистические свойства квантовых объектов во многом определяют свойства состоящей из них физической системы. При этом важным частным случаем, достаточно хорошо изученным экспериментально, является статистика фотонов. Как известно, в случае, если акты испускания отдельных фотонов статистически независимы, количество фотонов N , зарегистрированное детектором, подчиняется пуассоновскому распределению, для которого средний квадрат отклонения от среднего (дисперсия) $D = \langle \delta N^2 \rangle = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2$ тождественно равен среднему значению $\langle N \rangle$. Вместе с тем, в условиях сильного взаимодействия между элементами фотовозбужденной системы, когда характерная длина корреляции сопоставима с расстоянием между отдельными рекомбинирующими частицами, свойство статистической независимости фотонов нарушается, и возможно наблюдение значительных отклонений статистики фотолюминесценции от пуассоновского описания.

Одним из объектов, в котором возможно проявление сильных корреляционных эффектов, является система квазидвумерных (2D) электронов в перпендикулярном магнитном поле. Именно в такой системе был обнаружен дробный квантовый эффект холла (КЭХ) и вигнеровская кристаллизация – явления, полностью обусловленные

¹⁾ e-mail: volkov@issp.ac.ru

²⁾ K. von Klitzing, K.Eberl.

межэлектронным взаимодействием. В последнее время часто обсуждается возможность объяснения КЭХ в терминах образования сильно скоррелированного состояния, аналогичного сверхпроводнику 2-го рода [1]. При этом спаривание электронов может происходить не за счет трехмерных фононов, а за счет поверхностных 2D фононов или 2D плазмонов [2]. Образование когерентного сверхпроводящего конденсата или другого сильно коррелированного состояния должно проявляться в флуктуациях физических параметров системы. Именно исследование электрических шумов позволило наблюдать дробный эффективный заряд электронов [3]. В то же время работы по изучению флуктуаций в спектре люминесценции до настоящего времени отсутствовали, хотя, как известно, оптические методы исследования КЭХ позволяют извлечь информацию о системе 2D электронов, недоступную для транспортных методов [4].

В настоящей работе мы сообщаем об обнаружении аномально больших флуктуаций интенсивности излучательной рекомбинации двумерных электронов в квантовых ямах GaAs/AlGaAs. Показано, что если условия КЭХ не выполняются, то флуктуации интенсивности излучения полностью отвечают случаю пуассоновского распределения, в то время как в режиме КЭХ амплитуда флуктуаций сигнала люминесценции увеличивается на несколько порядков. Продемонстрировано, что при этом устанавливается аномально высокая однородность концентрации 2D электронов, что может свидетельствовать об образовании сильно коррелированной электронной системы в режиме КЭХ.

2. Нами исследовалась излучательная рекомбинация 2D электронов с фотовозбужденными дырками в одиночной квантовой яме высокого качества. Образцы были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs по следующей схеме: буферный слой GaAs толщиной 3000 Å, нелегированная сверхрешетка GaAs – Al_{0,3}Ga_{0,7}As (30 – 100 Å) с общей толщиной 13000 Å, квантовая яма GaAs толщиной 250 Å, Al_{0,3}Ga_{0,7}As спейсер толщиной 400 Å и слой легированного Al_{0,3}Ga_{0,7}As:Si (уровень легирования 10¹⁸ см⁻³) толщиной 650 Å. В этих структурах характерная подвижность 2D электронов при $n_S = 3.8 \cdot 10^{11}$ см⁻² составляла 1.3 · 10⁶ см²/В · с. Оптическое возбуждение системы осуществлялось лазерным светодиодом с энергией фотонов 1.653 эВ и временной нестабильностью выходной мощности менее 10⁻⁴. Спектральным прибором служил двойной монохроматор Ramanol U-1000, который обеспечивал спектральное разрешение 0.03 мэВ. Для детектирования сигнала излучательной рекомбинации и анализа флуктуаций его интенсивности мы использовали как фотоэлектронный умножитель с системой счета фотонов, так и полупроводниковый детектор с зарядовой связью (CCD), при этом результаты полностью совпадали. Для измерения величины флуктуаций интенсивности люминесценции мы записывали в одинаковых экспериментальных условиях на CCD детекторе цикл из 100 спектров, из которого затем определялись (для каждой длины волны) средняя интенсивность излучения (число фотосчетов) $\langle N \rangle$ и средний квадрат отклонения интенсивности от среднего значения (дисперсия) $D = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2$. Параллельно с оптическими исследованиями мы измеряли транспортные характеристики образцов (в условиях непрерывной лазерной подсветки). Эти измерения осуществлялись на низкой частоте (14 Гц), а величина текущего тока не превышала 10 нА. Для измерения магнитосопротивления в минимумах шубниковских осцилляций, отвечающих КЭХ, мы использовали электрометры с внутренним сопротивлени-

ем до 10^{15} Ом. Эксперименты проводились в диапазоне магнитных полей 0 .. 10.6 Тл при температуре 1.5 К.

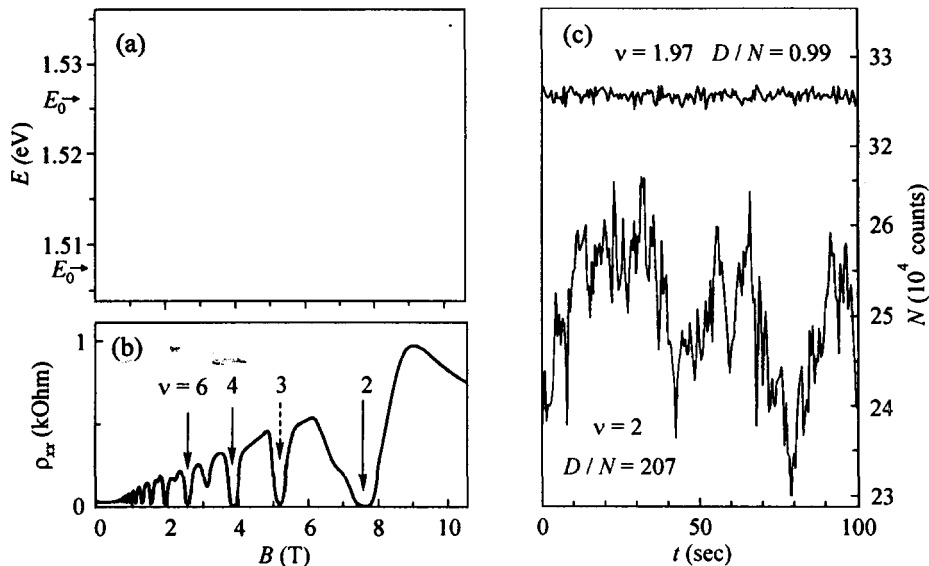


Рис.1. а) Диаграмма спектров люминесценции, измеренная в диапазоне магнитных полей 0 .. 10.6 Тл. Тон от черного до белого соответствует интенсивности люминесценции от нуля до максимальной величины. б) Осцилляции Шубникова-де-Гааза, измеренные в тех же условиях, что и а). в) Зависимость интенсивности излучения нулевого уровня Ландау в максимуме спектра от времени, измеренная для двух значений магнитного поля вблизи фактора заполнения $\nu = 2$

3. На рис.1а приведена диаграмма магнитолевой зависимости энергии оптических переходов, полученная нами для исследованного образца в диапазоне магнитных полей 0 .. 10.6 Тл. Она представляет собой набор спектров излучения, измеренных с мелким шагом по магнитному полю (0.1 Тл). Контраст диаграммы отражает интенсивность рекомбинации, так что большая интенсивность соответствует белому цвету. Черный цвет соответствует слабому сигналу. Для наглядности на этом рисунке штрихом показаны линейные аппроксимации, отвечающие различным уровням Ландау 2D электронов, обозначено дно основной подзоны E_0 и уровень Ферми E_F . Как видно из рисунка, каждый заполненный уровень Ландау 2D электронов проявляется в оптических спектрах в виде нескольких линий излучения, соответствующих различным уровням энергии дырок, участвующих в рекомбинации [5]. Сложная структура валентной зоны приводит к тому, что разрешенным оказывается целый ряд переходов с одного уровня Ландау электронов на различные уровни Ландау дырок [6], что и приводит к расщеплению линий излучения. Для того чтобы точно контролировать фактор заполнения (ν) 2D электронов, мы проводили транспортные измерения одновременно с оптическими. На рис.1б показана зависимость сопротивления (ρ_{xx}) 2D электронов от магнитного поля, измеренная в условиях оптического возбуждения. Видно, что условия КЭХ, которые проявляются в транспорте в виде хорошо известных глубоких минимумов в ρ_{xx} , обозначают себя в оптическом спектре как очень резкие (по магнитному полю) разрывы в спектральном положении всех линий излучения. Однозначное соответствие транспортных и оптических проявлений КЭХ для $\nu = 2, 3, 4, 6$ и 8 отчетливо видно из сравнения рис.1а и б.

Статистический анализ зависимости спектров люминесценции от времени показал, что при строгом выполнении условий КЭХ для $\nu = 2, 4, 6$ и 8 интенсивность излучательной рекомбинации 2D электронов испытывает гигантские по амплитуде флуктуации, которые проявляются в необычайно узком диапазоне магнитных полей (0.02 Тл) и практически полностью исчезают при отходе от целочисленного фактора заполнения на величину $\Delta\nu \sim 0.005$! На рис.1с показаны временные зависимости интенсивности излучения, измеренные при всех фиксированных экспериментальных параметрах в максимуме линии люминесценции, отвечающей нижайшему уровню Ландау, для факторов заполнения $\nu = 1.97$ и $\nu = 2$. Видно, что при $\nu = 1.97$ амплитуда флуктуаций сигнала люминесценции мала (относительная величина отклонения от среднего $\delta N/N = \sqrt{D}/N \approx 0.002$), а величина дисперсии D полностью отвечает пуассоновскому распределению $D/N \approx 1$. Однако при $\nu = 2$, несмотря на близкую величину интенсивности, относительная амплитуда флуктуаций увеличивается более чем на порядок ($\delta N/N \approx 0.03$), а величина дисперсии абсолютно не соответствует пуассоновскому распределению ($D/N = 207$).

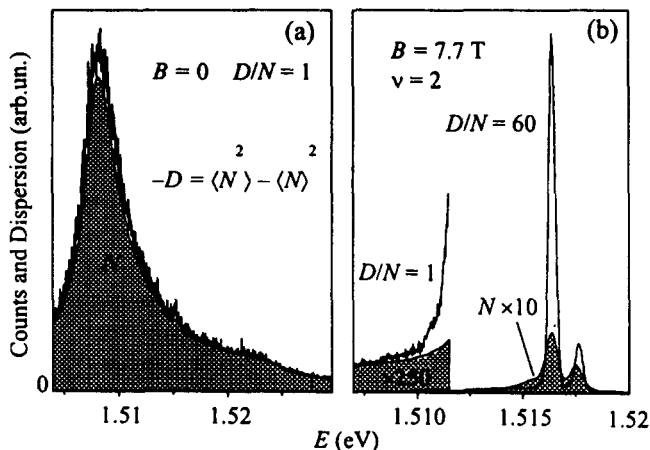


Рис.2. Спектральные зависимости интенсивности люминесценции N (выделена серым) и дисперсии $D = \langle N^2 \rangle - \langle N \rangle^2$, измеренные в нулевом магнитном поле (а) и в магнитном поле $B = 7.7$ Тл, соответствующем фактору заполнения $\nu = 2$ (б)

Похожее возрастание амплитуды флуктуаций в условиях КЭХ наблюдается не только в максимуме линии люминесценции, но и во всем спектре излучения. На рис.2 представлены спектральные зависимости интенсивности люминесценции N (показана серым цветом) и дисперсии D , измеренные в магнитном поле $B = 0$ Тл и $B = 7.7$ Тл ($\nu = 2$). Видно, что в нулевом магнитном поле спектральные зависимости интенсивности люминесценции и дисперсии практически совпадают и статистические свойства сигнала люминесценции при любой длине волны излучения в точности отвечают пуассоновскому распределению. В то же время, в условиях КЭХ ($\nu = 2$) картина резко меняется – спектральные зависимости интенсивности люминесценции и дисперсии не совпадают, величина дисперсии превышает среднее значение более чем на порядок в максимуме линии излучения, а пуассоновское соотношение между абсолютными величинами N и D наблюдается лишь на хвостах линий.

4. На первый взгляд, аномально большие флуктуации интенсивности излучения можно было бы связать с резкими скачками в спектральном положении линий люминесценции в условиях КЭХ и нестабильностью внешнего магнитного поля. Однако этот сценарий не соответствует экспериментальным наблюдениям. Во-первых, мы обнаружили флуктуации интенсивности излучения с той же самой амплитудой

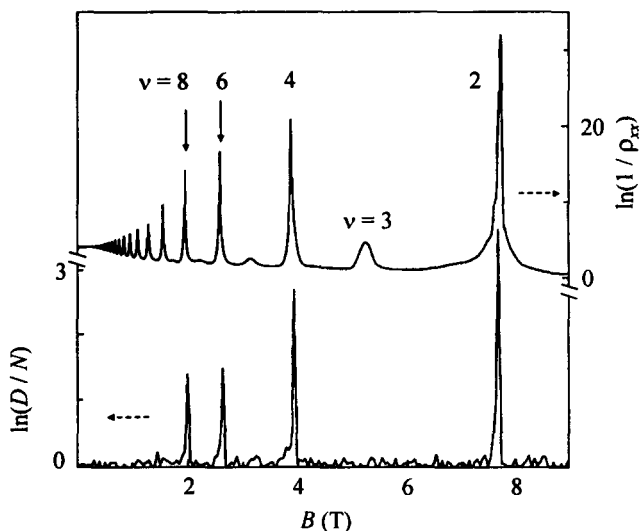


Рис.3. Сравнение магнитопольевой зависимости логарифмов обратного продольного магнитосопротивления $1/\rho_{xx}$ (верхняя кривая) и отношения дисперсии к среднему D/N для спектров фотолюминесценции (нижняя кривая)

в условиях, когда ток в соленоиде был “заморожен” с помощью сверхпроводящего ключа. Во-вторых, несмотря на то, что при $\nu = 3$ наблюдается резкий скачок спектральных позиций линий люминесценции, аналогичный особенностям при $\nu = 2, 4, 6$ и 8 (см. рис.1а), нам не удалось наблюдать аномальных флуктуаций излучения при $\nu = 3$. Наконец, в-третьих, если бы наблюдаемые шумовые особенности были обусловлены скачками спектральных позиций линий, то спектр флуктуаций не совпадал бы со спектром люминесценции (см. рис.2б), а скорее напоминал бы квадрат производной от спектра излучения. Таким образом, необходимо заключить, что наблюдаемые нами аномальные флуктуации интенсивности излучения обусловлены некоторым внутренним параметром системы $2D$ электронов, который значительно отличается для $\nu = 2$ и $\nu = 3$ и является резкой функцией ν вблизи $\nu = 2$. Естественно предположить, что таким параметром является магнитопроводимость $2D$ электронной системы. На рис.3 мы сравниваем измеренные магнитопольевые зависимости $\ln(1/\rho_{xx})$ (верхняя кривая) и параметра $\ln(D/N)$ (нижняя кривая), характеризующего амплитуду флуктуаций интенсивности излучения. Несомненным является сходство пиков (узость и положение), полученных в транспортных и оптических измерениях при $\nu = 2, 4, 6$ и 8 . Кроме того, из этого рисунка видно, что для наблюдения аномальных флуктуаций излучения требуется достижение некой минимальной величины $1/\rho_{xx}$ — именно с этим связано отсутствие шумов при $\nu = 3$, а также при $\nu = 10, 12, \dots$

Аномально малая ширина пиков в зависимости $\ln(D/N)$ от магнитного поля (рис.3), которая оказалась равна ширине скачков спектрального положения линий излучения (рис.1а), требует отдельного рассмотрения. С одной стороны, скачки спектрального положения линий могут быть однозначно связаны со скачками химического потенциала между уровнями Ландау, которые приводят к появлению (или исчезновению) электронов или “дырок” на верхнем уровне Ландау. Соответственно меняется и энергия экситона, образованного фотовозбужденной дыркой и электронами на уровне Ферми. Однако наличие столь резких скачков говорит о том, что в плотности состояний (DOS) $2D$ электронов между уровнями Ландау образуется щель, где величина плотности состояний близка к нулю. Образование такой щели

может быть вызвано, например, кулоновским расталкиванием состояний, имеющих одинаковую энергию (из-за наличия случайного потенциала), но принадлежащих различным уровням Ландау. Необходимо отметить, что непосредственное измерение DOS между уровнями Ландау транспортными методами затруднено вследствие малой проводимости системы в режиме КЭХ, а также из-за влияния краевых эффектов. Однако, даже результаты, полученные на структурах существенно худшего качества, чем наша, свидетельствуют о том, что DOS может падать почти до нуля уже в магнитном поле 1.8 Тл (см. Fig.3b в [7]). С другой стороны, для наблюдения особенностей с относительной шириной по магнитному полю порядка 10^{-3} необходимо иметь такую же степень однородности концентрации 2D электронов по поверхности образца. Это тем более удивительно, что мы не предпринимали никаких мер, чтобы сделать оптическое возбуждение пространственно однородным. Остается предположить, что в условиях КЭХ при фотовозбуждении существует механизм, с высокой точностью выравнивающий концентрацию по всей освещенной поверхности образца. Он может быть связан с макроскопическими свойствами электронной волновой функции в условиях КЭХ.

5. Таким образом, на основании статистического анализа спектров рекомбинационного излучения 2D электронного газа можно сделать следующие выводы.

- В условиях фотовозбуждения при низких температурах наблюдается образование щелей в плотности состояний между уровнями Ландау. При этом химический потенциал испытывает скачок на целочисленных факторах заполнения, а в обратном магнитосопротивлении $1/\rho_{xx}$ наблюдаются резкие максимумы.
- Вблизи целочисленных факторов заполнения в системе устанавливается аномально однородная концентрация 2D электронов, так что скачок химического потенциала происходит в чрезвычайно узком ($\sim 10^{-3}$) диапазоне по фактору заполнения одновременно по всему образцу.
- В диапазоне магнитных полей, где наблюдается скачок химического потенциала, интенсивность рекомбинационного излучения испытывает гигантские флуктуации.

Обнаруженные явления могут свидетельствовать в пользу образования сильно коррелированной электронной системы в режиме КЭХ.

Авторы благодарны Л.В.Кулику за полезные обсуждения. Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований и фонда ИНТАС (грант #99-1146).

-
1. L.B.Rigal, D.K.Maude, M.Potemski et al., Phys. Rev. Lett. **82**, 1249 (1999).
 2. S.M.Girvin and A.H.MacDonald, Phys. Rev. Lett. **58**, 1252 (1987); R.B.Laughlin, Phys. Rev. Lett. **60**, 2677 (1988); S.C.Zhang, T.H.Hansson, and S.Kivelson, Phys. Rev. Lett. **62**, 82 (1989).
 3. L.Saminadayar, D.C.Glatti, Y.Jin, and B.Etienne, Phys. Rev. Lett. **79**, 2526 (1997); G.de-Picciotto, M.Reznikov, and M.Heiblum et al., Nature **389**, 162 (1997).
 4. I.V.Kukushkin and V.V.Timofeev, Advances in Physics **45**, 147 (1996).
 5. О.В.Волков, В.Е.Житомирский, И.В.Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **65**, 38 (1997).
 6. O.V.Volkov, V.E.Zhitomirskii, I.V.Kukushkin et al., Phys. Rev. **B56**, 7541 (1997).
 7. T.P.Smith, B.B.Goldberg, P.J.Stiles et al., Phys. Rev. **B32**, 2696 (1985).