

УДК 530.645:535.2/.3:621.315.592

СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ГИГАНТСКИХ ОПТИЧЕСКИХ ФЛУКТУАЦИЙ В GaAs КВАНТОВЫХ ЯМАХ РАЗНОЙ ШИРИНЫ

© 2022 г. А. Л. Парахонский^{1, *}, В. Е. Бисти¹, М. В. Лебедев^{1, 2}, А. А. Дремин¹, И. В. Кукушкин¹

¹Федеральное государственное бюджетное учреждение науки

“Институт физики твердого тела имени Ю.А. Осипьяна Российской академии наук”, Черноголовка, Россия

²Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего образования

“Московский физико-технический институт (национальный исследовательский университет)”,
Долгопрудный, Россия

*E-mail: alpar@issp.ac.ru

Поступила в редакцию 15.11.2021 г.

После доработки 06.12.2021 г.

Принята к публикации 22.12.2021 г.

Проведен сравнительный анализ фотолюминесценции двумерных электронных систем с широкой и узкой GaAs/AlGaAs квантовыми ямами с близкими концентрациями электронов в режиме квантового эффекта Холла. Выявлены существенные различия во флуктуациях интенсивности при факторе заполнения 2. Показано, что эффект гигантских оптических флуктуаций двумерных электронов гораздо сильнее проявляется для широкой квантовой ямы, что объясняется существенно более сильным влиянием электрон-электронного взаимодействия на энергии и волновые функции 2D электронов.

DOI: 10.31857/S0367676522040196

ВВЕДЕНИЕ

Теме гигантских оптических флуктуаций (ГОФ) в квазидвумерных электронных системах в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) посвящен цикл работ, в котором изложены результаты, полученные экспериментально и с использованием феноменологического подхода [1–8]. В структурах с GaAs/AlGaAs квантовыми ямами (КЯ) с равновесной электронной концентрацией $n_s \propto 10^{11}–10^{12} \text{ см}^{-2}$ изучалась рекомбинация квазидвумерных (2D) электронов с дырками, возникающими при стационарном фотовозбуждении (ФВ) системы. Исследования ГОФ включали также эксперименты по рамановскому рассеянию [4, 7], которые демонстрировали гигантские флуктуации сигнала межподзонного рамановского рассеяния, аналогичные флуктуациям интенсивности фотолюминесценции (ФЛ). Одной из главных целей наших исследований на сегодняшний день является изучение механизмов, обуславливающих согласованное протекание процессов ФЛ 2D электронов при факторе заполнения $\nu = 2$. В настоящей работе приведены новые экспериментальные данные, касающиеся ГОФ, и сделана попытка приблизиться к построению микроскопической теории этого явления. При определенном разнообразии методических средств, использованных в ходе исследований ГОФ, в наших экспериментах до сих пор отсутствовал сравнительный анализ флуктуаций оптического сигнала в зависимости от шири-

ны 2D канала и квантово-размерных эффектов. Напомним, что в наших экспериментах мы детектируем флуктуации только оптического сигнала как следствие возникновения сильно коррелированного состояния в 2D системе. В магнитотранспортных измерениях (ρ_{xx}) никаких особенностей при тех же самых магнитных полях нами не выявлено. Известно, что в магнитотранспортных и в магнитооптических экспериментах квантование движения электронов приводит к осцилляциям термодинамических и кинетических характеристик 2D систем. Так, в работе [9] было показано, что магнитоосцилляции ФЛ зависят от вклада электронов первой возбужденной подзоны, происхождение осцилляций связывалось с упругой релаксацией носителей при пересечении уровня Ландау основной и возбужденной подзон. Однако, помимо этого магнитооптические методы, в частности магнито-фотолюминесценция, чувствительны к сжимаемости электронной системы в виду того, что присутствие фотовозбужденных дырок (ФД) может изменять ее параметры [10]. При изменении магнитного поля двумерный электронный газ проходит через сжимаемые и несжимаемые состояния. Вследствие этого электронный отклик на присутствие ФД различается в зависимости от экранирующих свойств системы, на полностью заполненном уровне Ландау экранировка подавлена [11]. При этом большие концентрации 2D электронов исключают возможность формирования экситонов [12].

В настоящей работе мы исходили из предположения, что сравнительный анализ флуктуаций интенсивности ФЛ в структурах с широкой ($l = 250 \text{ \AA}$) и узкой ($l = 120 \text{ \AA}$) GaAs/AlGaAs КЯ с близкими электронными концентрациями при $\nu = 2$ позволит выявить различия в характере ГОФ. Можно ожидать изменения параметров, влияющих на интенсивность ФЛ и корреляции интенсивности, таких, как волновые функции 2D электронов основной подзоны, волновые функции и концентрация дырок, в условиях неравновесного заполнения первой возбужденной подзоны.

МЕТОДИКА И ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ ДАННЫЕ

Образцы для измерений 2D интенсивности ФЛ представляли собой структуры с GaAs/Al_xGa_{1-x}As ($x = 0.3$) КЯ разной ширины. В узкой ($l = 120 \text{ \AA}$) КЯ концентрация и подвижность 2D электронов составляли $n_s = 3.38 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 2 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$, соответствующие значения в широкой ($l = 250 \text{ \AA}$) КЯ — $n_s = 3.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и $\mu = 1.3 \cdot 10^6 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$. Исследуемый образец помещался в гелиевый криостат со сверхпроводящим соленоидом, обеспечивающим магнитное поле от 0 до 12 Тл. Условия эксперимента, включая схему регистрации, практически соответствовали используемым ранее для исследования структур с широкой КЯ. Для регистрации рекомбинационного излучения 2D электронов и изучения макроскопических пространственно-временных корреляций интенсивности излучения использовалась оптическая схема с многосветодной линейкой, регистрирующей излучение из большого пятна ФВ диаметром порядка 1 см, подробно описанная в [6]. Для анализа степени однородности электронной плотности в 2D слое измерялись спектры ФЛ 2D электронов в окрестности фактора заполнения $\nu = 2$. Для одновременной записи спектров выбиралась любая пара из 7 световодов (2–8), расположенных в одну линию с расстоянием между центрами около 1 мм, регистрирующих сигнал из соответствующих точек поверхности образца. Световод 1 передавал ФВ излучение от лазера на образец. Спектры ФЛ в узкой КЯ исследовались в диапазоне магнитных полей $B = 6.9\text{--}8.3 \text{ Тл}$ ($B = 7 \text{ Тл}$ примерно соответствует фактору заполнения $\nu = 2$) при $T = 1.9 \text{ К}$. Для ФВ использовался лазер с энергией $E = 1.585 \text{ эВ}$ и мощностью $P = 50 \text{ мВт}$. В рамках эксперимента использовалось также ФВ, близкое к резонансному, отвечающему энергии перехода электрона из дырочной зоны в первую возбужденную подзону размерного квантования (E_{1SB}) с использованием полупроводникового лазера DLpro с перестраиваемой длиной волны. Для регистрации сигналов ФЛ применялся спектрометр ДФС-24 (спектральное разрешение 0.03 мэВ) [6].

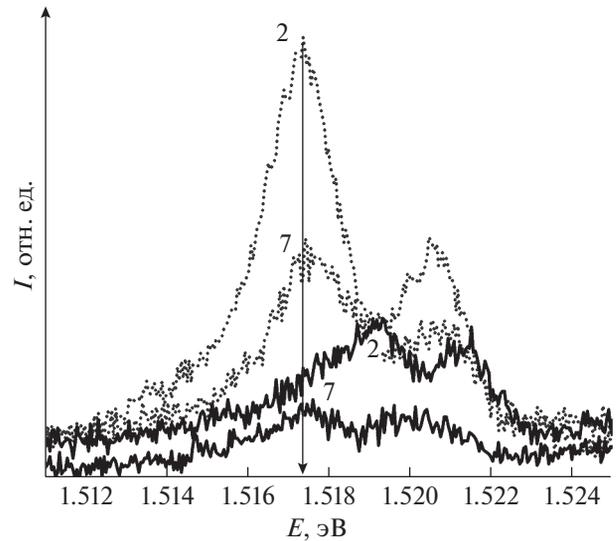


Рис. 1. Спектры ФЛ пары световодов (2, 7) при $B = 7.55 \text{ Тл}$ ($\nu = 2.08$, сплошные линии) и $B = 7.78 \text{ Тл}$ ($\nu = 2$, точки) для 2D системы с широкой ($l = 250 \text{ \AA}$) КЯ. Стрелка указывает на спектральное совпадение максимумов линий основной подзоны 0SB для данной пары световодов в режиме макроскопической однородности электронной плотности [8].

Сигнал ФЛ 2D электронов регистрировался из основной подзоны размерного квантования (E_{0SB}). Для определения режима ГОФ оценивалась средняя интенсивность излучения 2D электронов за фиксированное время измерения $\langle I \rangle$, дисперсия $\sigma^2 = \langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2$ и отношение $\sigma^2/\langle I \rangle$. Записывались серии зависимостей интенсивности ФЛ от магнитного поля с мелким шагом ΔB в указанном выше диапазоне полей. Использование методики [6] для регистрации сигнала из разных точек большого образца в плоскости дает простую и наглядную возможность осуществлять сравнение спектральных характеристик системы из разных мест образца. Это ранее позволило нам наблюдать несовпадение положения соответствующих линий ФЛ 2D электронов основного состояния при резонансном ФВ [7]. Так, при развертке поля между факторами $\nu = 3$ и $\nu = 2$ положения 2D линий любой регистрируемой пары световодов по мере роста поля сближались и полностью совпадали в точке макроскопической однородности ($\nu = 2$, $B = 7.78 \text{ Тл}$) (рис. 1). Кроме этого, было обнаружено, что максимальный шум интенсивности 2D электронов (ГОФ) возникает именно в условиях резонансного ФВ в первую возбужденную подзону. При нерезонансном возбуждении систем с широкой КЯ положения линий 2D спектра в разных световодах совпадали во всем диапазоне магнитных полей. Отметим, что эффект ГОФ в таких системах при $\nu = 2$ возникал как в случае резонансного ФВ, так и при нерезонансном методе. В обоих случаях при $\nu = 2$ имело место состояние с макроскопической однородностью (в пределах гра-

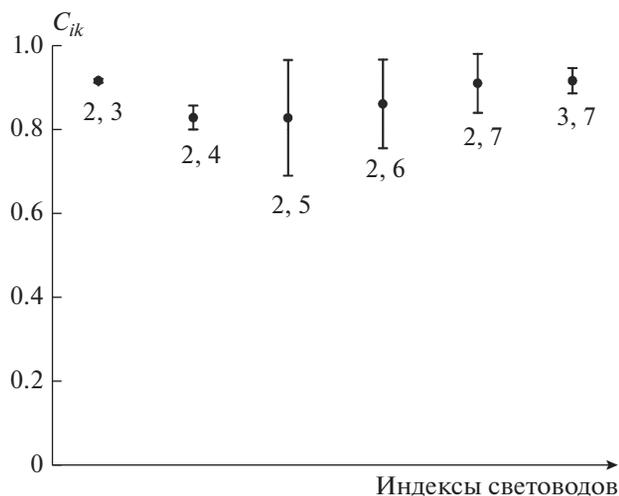


Рис. 2. Коэффициент корреляции интенсивности ФЛ в режиме ГОФ C_{ik} для пар световодов (i, k) в широкой ($l = 250 \text{ \AA}$) КЯ [8].

ниц образца). На рис. 2 приведены значения коэффициента корреляции $C_{ik} = \langle \Delta I_i \cdot \Delta I_k \rangle / (\sigma_i^2 \cdot \sigma_k^2)^{1/2}$ для разных пар регистрирующих световодов в случае нерезонансного ФВ системы с широкой КЯ [8]. В структурах с узкой КЯ при температуре $T \leq 2 \text{ К}$ в окрестности фактора $\nu = 2$ сигнал ФЛ 2D электронов также испытывает заметные флуктуации интенсивности (непуассоновский шум). На рис. 3а приведен спектр, зарегистрированный одним из световодов (5) линейки при ФВ системы лазерным диодом с энергией $E_1 = 1.585 \text{ эВ}$. Дисперсия σ^2 в этих измерениях достигает максимального значения в несколько десятков (рис. 3б), а шум распределен в достаточно широкой окрестности $\nu = 2$ ($\Delta B > 0.5 \text{ Тл}$). Здесь следует отметить,

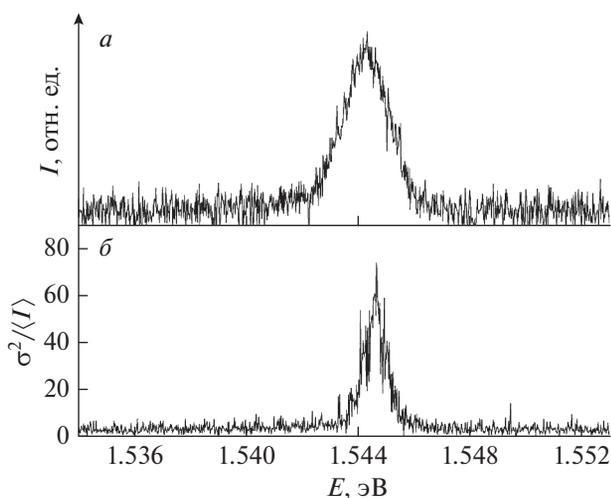


Рис. 3. Спектр ФЛ, зарегистрированный световодом 5 в узкой ($l = 120 \text{ \AA}$) КЯ при $B = 6.95 \text{ Тл}$ ($\nu = 2.01$) (а); отношение σ^2/I для данного спектра (б).

что в структуре с узкой КЯ локальные неоднородности электронной плотности основного состояния могут играть существенно более заметную роль, чем в структурах с широкой КЯ. В условиях большого пятна ФВ эти локальные неоднородности выражаются в существенном несовпадении спектральных линий 0SB в разных парах регистрирующих световодов (рис. 4). Сравнение между интегральными интенсивностями излучения в разных парах регистрирующих световодов демонстрировало локальные корреляции в точках, соответствующих ближайшим парам (рис. 5). Можно предположить, что отсутствие выраженного эффекта макроскопической однородности в структуре с узкой КЯ, зависит от величины размерного квантования. Для такой системы более существенную роль, по-видимому, играют не электронные корреляции, а внешний потенциал.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Начиная с работы [5], система взаимодействующих квазидвумерных электронов в структурах с широкой ($l = 250 \text{ \AA}$) GaAs КЯ рассматривалась нами с точки зрения ее пребывания в одном из двух излучающих состояний: в состоянии с однородной плотностью электронов в 2D канале и неоднородном состоянии. Помимо телеграфного шума, описывающего изменение положения максимума линии ФЛ, в системе вблизи фактора $\nu = 2$ возникает неустойчивость, вызывающая шум интенсивности. Телеграфный шум не является достаточным условием для возникновения такой неустойчивости, однако отсутствие телеграфного шума в окрестности $\nu = 2$, как было показано в [7], может свидетельствовать о том, что система разбивается на локальные области протяженных состояний. По данным корреляционного анализа,

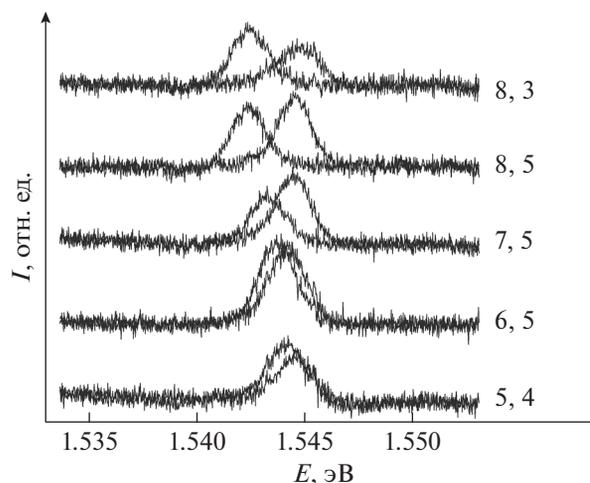


Рис. 4. Спектры ФЛ от разных пар световодов при $B = 6.95 \text{ Тл}$ ($\nu = 2.01$, ФВ энергией $E = 1.585 \text{ эВ}$).

это могут быть кольцеобразные области, захватывающие два максимально разнесенных регистрирующих световода в линейке, диаметр такого “кольца” порядка латерального размера образца (1 см). Либо образуются “капли” в пределах одного световода (порядка 1 мм). Однако подчеркнем, что характерной особенностью структуры с широкой ямой является принципиальная возможность создания состояния с однородной плотностью электронов. В структурах с узкой КЯ мы, вероятно, имеем дело с неоднородной 2D системой во всем диапазоне магнитных полей, в том числе при $\nu = 2$. Как было указано в работе [13], характерный масштаб пространственных корреляций потенциала определяется свойствами рассеивателей. Дальнедействующий случайный потенциал создается слоем доноров в барьере, а короткодействующий случайный потенциал – неоднородностями в плоскости канала, например, флуктуациями ширины квантовой ямы. Максимальный эффект ГОФ (по флуктуациям интенсивности) имел место именно в условиях резонансного ФВ, в условиях наибольшей концентрации неравновесных электронов в первой подзоне. Косвенным доказательством влияния электронов первой подзоны служит изменение энергии межподзонного расщепления, обнаруженное нами в экспериментах по неупругому рассеянию света в широкой яме [4]. В случае узкой КЯ релаксация может быть затруднена из-за большей величины межподзонного расщепления. Эта величина в узкой яме превышает соответствующее значение для широкой ямы на 10–12 мэВ. Максимумы спектральных линий ФЛ для узкой ямы имеют близкие позиции только для соседних пар регистрирующих световодов (см. рис. 4), что указывает на неоднородность системы в плоскости даже вблизи $\nu = 2$.

Основное отличие 2D электронов в широкой и узкой квантовых ямах заключается в зависимости от основных параметров системы, таких, как положение уровней размерного квантования E_n и волновые функции электронов, дающие распределение электронно-дырочной плотности в направлении нормали к плоскости ямы. Для оценки можно сравнить указанные выше величины для двух предельных случаев: прямоугольной КЯ без учета кулоновского взаимодействия и для треугольной ямы. Для прямоугольной ямы без учета конечной высоты барьера:

$$E_0(l) = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m^* l^2}, \quad (1)$$

где m^* – эффективная масса.

Для узкой и широкой КЯ энергия E_0 имеет оценочные значения около 40 и 9 мэВ, соответственно. Среднее расстояние электронов $z_0 = l/2$ от AlGaAs барьера составляет 60 и 125 Å, соответственно (электронная плотность сосредоточена в центре КЯ). Для треугольной ямы, моделирующей систему с $l = 250$ Å (КЯ с односторонним ле-

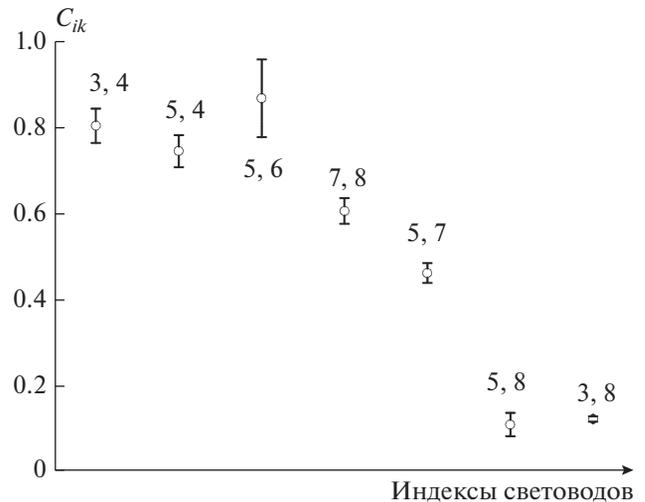


Рис. 5. Коэффициент корреляции интегральной интенсивности ФЛ в режиме ГОФ C_{ik} для пар световодов (i, k) для узкой ($l = 120$ Å) КЯ.

гированием), энергия E_0 и расстояние z_0 зависят от n_S [14]:

$$E_0(n_S) = \left(\frac{\hbar^2}{2m^*} \right)^{1/3} \left[\frac{9\pi^2 e^2}{2\epsilon} n_S \right]^{2/3} \quad (2)$$

и

$$z_0(n_S) = \left(\frac{9\epsilon \hbar^2}{16\pi m^{*2} e^2 n_S} \right)^{1/3}, \quad (3)$$

ϵ – диэлектрическая проницаемость, e – заряд электрона.

Для $n_S = 3.8 \cdot 10^{11}$ см⁻² имеем $E_0 \sim 58$ мэВ, $z_0 \sim 77$ Å. Очевидно, что на рассматриваемые в работе структуры оказывают влияние как ширина ямы, так и электронная концентрация. Однако для узкой КЯ в большей степени применима модель прямоугольной ямы. Для широкой КЯ больше подходит приближение треугольной ямы, при котором электроны и дырки смещены к противоположным краям, и влияние кулоновского взаимодействия при изменении электронной концентрации сильнее. При резонансном ФВ в КЯ образуются электронно-дырочные пары, состоящие из электрона E_{1SB} и двумерной дырки из валентной зоны на нулевом уровне Ландау, концентрация таких пар мала по сравнению с n_S . В процессе электронно-дырочной люминесценции участвуют электроны E_{0SB} , которых много. Концентрация электронов E_{0SB} существенно не меняется. Время жизни неравновесных носителей на нулевом уровне первой возбужденной подзоны в таких структурах может оказаться достаточно большим, чтобы создать на нем заметную заселенность. Упругая релаксация электронов из первой возбужденной в основную подзону подтверждается экспериментами по оптическому детектиро-

ванию циклотронного резонанса [13]. Интенсивность люминесценции определяется концентрацией дырок, равной концентрации электронов E_{1SB} , и матричным элементом перехода. Для узкой КЯ матричный элемент практически не зависит от концентрации электронов E_{1SB} , как и другие параметры 2D системы. Для широкой же КЯ, в которой рекомбинирующие электроны и дырки пространственно разнесены, влияние электронов E_{1SB} может повлиять на матричный элемент перехода и послужить дополнительным источником флуктуаций.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Сравнительный анализ флуктуаций интенсивности ФЛ в квазидвумерных электронных структурах с широкой ($l = 250 \text{ \AA}$) и узкой ($l = 120 \text{ \AA}$) GaAs/AlGaAs квантовыми ямами (КЯ) с близкими электронными концентрациями при $\nu = 2$ показал существенные различия в масштабах и характере этих флуктуаций. Эти различия предложено связывать с более значительной зависимостью от концентрации 2D электронов вследствие кулоновского взаимодействия для ФВ системы при неравновесных условиях заполнения. Существенным фактором, влияющим на корреляции интенсивности излучения в режиме ГОФ, служит влияние электрон-электронного взаимодействия, зависящее от ширины КЯ. Установлено, что при регистрации сигнала ФЛ в системе 2D электронов с узкой КЯ имеет место непуассоновский шум интенсивности (отношение дисперсии к средней интенсивности $\sigma^2/\langle I \rangle$ составляет несколько десятков). Однако крупномасштабные корреляции интенсивности излучения в пределах всего пятна ФВ ($\sim 1 \text{ см}$), характерные для систем с более широкой КЯ, в системе с узкой КЯ не проявляются. Имеют место лишь локальные корреляции в точках 2D плоскости, соответствующих ближайшим парам регистрирующих световодов ($\sim 1 \text{ мм}$). Кроме того, для узкой КЯ эффект ГОФ наблюдается в более широком диапазоне магнитных полей в окрестности $\nu = 2$, в то время как для широкой КЯ при $\nu = 2$ эффект ГОФ выражен заметно сильнее, но быстро спадает при отходе от точки $\nu = 2$. Телеграфный шум спектрального положения, характеризующий два различных состояния электронной подсистемы, выражен слабо. Отклик элек-

тронной 2D системы в условиях большого пятна ФВ порядка размеров образца существенно зависит от степени однородности системы. Электронная 2D система в структурах с узкой КЯ, очевидно, представляет собой пространственно-неоднородное состояние, состоящее из локальных областей с разными факторами заполнения. Исходя из модели, предложенной в [7], в таких условиях 2D систему можно рассматривать как капли диэлектрической Холловской жидкости, окруженные электронным газом. Шум в каждой из таких областей существует в отсутствие макроскопических корреляций. При таких же условиях данные эксперимента в широкой КЯ свидетельствуют в пользу того, что на масштабах, существенно превышающих масштаб дальнедействующих флуктуаций случайного потенциала, обрывается однородное состояние с $\nu = 2$, обладающее свойствами несжимаемой квантовой жидкости.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Волков О.В., Кукушкин И.В., Лебедев М.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 71. С. 558.
2. Лебедев М.В., Кукушкин И.В., Волков О.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2003. Т. 77. С. 345.
3. Лебедев М.В., Волков О.В., Парахонский А.Л. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2004. Т. 80. С. 363.
4. Лебедев М.В., Кукушкин И.В., Парахонский А.Л. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82. С. 138.
5. Парахонский А.Л., Лебедев М.В., Кукушкин И.В. и др. // ФТТ. 2007. Т. 49. № 5. С. 925.
6. Parakhonsky A.L., Lebedev M.V., Dremin A.A. // Physica E. 2011. V. 43. P. 1449.
7. Parakhonsky A.L., Lebedev M.V., Dremin A.A., Kukushkin I.V. // Physica E. 2014. V. 56. P. 319.
8. Парахонский А.Л., Лебедев М.В., Дремин А.А. и др. // Изв. РАН. Сер. физ. 2021. Т. 85. № 2. С. 220.
9. Кирпичев В.Е., фон Клицинг К., Кукушкин И.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 1991. Т. 54. № 11. С. 630.
10. van der Meulen H.P., Calleja J.M., Sanchez J. et al. // Physica B. 2002. V. 319. P. 339.
11. Turberfield A.J., Haynes S.R., Wright P.A. et al. // Phys. Rev. Lett. 1990. V. 65. No. 5. P. 637.
12. Губарев С.И., Кукушкин И.В., Товстоног С.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2000. Т. 72. С. 469.
13. Кукушкин И.В., Мешков С.В., Тимофеев В.Б. // УФН. 1988. Т. 155. № 2. С. 219.
14. Андо Т., Фаулер А., Стерн Ф. Электронные свойства двумерных систем. М.: Мир, 1985.

Comparative analysis of giant optical fluctuations in GaAs quantum wells with different width

A. L. Parakhonsky^{a, *}, V. E. Bisti^a, M. V. Lebedev^{a, b}, A. A. Dremin^a, I. V. Kukushkin^a

^a Institute of Solid State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia

^b Moscow Institute of Physics and Technology, Dolgoprudny, 141701 Russia

*e-mail: alpar@issp.ac.ru

Comparative analysis of photoluminescence by two-dimensional electron systems with wide and narrow GaAs/AlGaAs quantum wells with close electron concentrations in the quantum Hall effect regime was carried out. In those two cases, there are substantial differences between intensity fluctuations in the vicinity of the filling factor 2. This is due to the substantially stronger influence of electron-electron interaction on the energies and wave functions of 2D electrons.