

РЕЗОНАНСНАЯ ФОТОЛЮМИНЕСЦЕНЦИЯ ВОЗБУЖДЕННОЙ ЛАФЛИНОВСКОЙ ЖИДКОСТИ

© 2025 г. Л. В. Кулик*

*Федеральное государственное бюджетное учреждение науки Институт физики твердого тела
имени Ю.А. Осипяна Российской академии наук, Черногоровка, Россия*

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

Поступила в редакцию 27.09.2024 г.

После доработки 18.10.2024 г.

Принята к публикации 28.10.2024 г.

Проведены исследования резонансной фотолюминесценции возбужденной лафлиновской жидкости на факторе заполнения электронов $1/3$. Показано, что для нейтрального дефекта в лафлиновской жидкости, состоящего из электрона на верхнем спиновом подуровне нулевого уровня Ландау и валентной дырки, влияние флуктуаций случайного потенциала на вероятность оптической рекомбинации дефекта подавляется (сверхэкранирование случайного потенциала). Заполнение лафлиновской жидкости возбуждениями с единичным спином (спин-магнитогравитонами) не влияет на этот эффект.

Ключевые слова: фотолюминесценция, отражение, спектроскопия, двумерные электроны, лафлиновская жидкость.

DOI: 10.31857/S0367676525020094, EDN: CXHOLC

ВВЕДЕНИЕ

Спектр фотолюминесценции двумерной электронной системы в магнитном поле с одним (нулевым) заполненным уровнем Ландау отражает функцию распределения электронов по спиновым подуровням нулевого уровня Ландау. Когда верхний спиновый подуровень полностью опустошается (фактор заполнения электронов становится меньше 1) интенсивность фотолюминесценции электронов с этого подуровня исчезает [1]. Данное утверждение корректно, если время излучательной рекомбинации фотовозбужденных неравновесных электронов и дырок больше, чем время релаксации дырок в валентной зоне. В этом случае за время излучательной рекомбинации все дырки оказываются на нижайшем дырочном подуровне, а поскольку время безызлучательной рекомбинации в высокоподвижных электронных системах много больше, чем время излучательной рекомбинации [2], все дырки рекомбинируют с равновесными электронами из нижайшего по энергии спинового подуровня Ландау.

Помимо функции распределения равновесных электронов, на вероятности оптических переходов электронов могут влиять экситонные эффекты в состояниях целочисленных и дробных холловских диэлектриков, таких как $n = 1, 2/3, 1/3$ и другие [3]. Кроме того, в состояниях холловских

диэлектриков замедляется спиновая релаксация фотовозбужденных электронов, что приводит к макроскопическому неравновесному заполнению изначально незаполненных спиновых подуровней на нулевом и первом уровне Ландау [4–6]. В свою очередь, в макроскопических ансамблях возбуждений могут происходить переходы с образованием новых коллективных состояний, влияющие кардинально на вероятность излучательной рекомбинации неравновесных электронов [5]. В связи с этим возникает естественная задача разделения причин усиления (ослабления) излучательной рекомбинации из неравновесно заполненных электронных состояний в холловских диэлектриках. В представленной работе эта задача решена для одного из наиболее интересных холловских диэлектриков – лафлиновской жидкости на факторе заполнения электронов $1/3$ (анионной материи) [7, 8].

ЭКСПЕРИМЕНТ

В работе [9] показано, что резонансная фотолюминесценция в лафлиновской жидкости $1/3$ (LL) от неравновесных электронов с верхнего спинового подуровня нулевого уровня Ландау на порядок величины превышает интенсивность фотолюминесценции электронов равновесно заполненного нижайшего по энергии спинового подуровня. Однако до недавнего времени

не существовало метода определения количества неравновесных электронов в условиях непрерывного фотовозбуждения лафлиновской жидкости, поэтому причина наблюдаемого эффекта была не ясна. В качестве подхода к ее решению были измерены резонансное отражение (*RR*), когерентное антистоксово-стоксово неупругое рассеяния света (*aSSR*) [10,11] и резонансная фотолюминесценция в зависимости от мощности возбуждающего излучения в одних и тех же экспериментальных условиях. Зависимость *RR* и *aSSR* позволяла проследить за заполнением неравновесными электронами верхнего спинового подуровня нулевого уровня Ландау, а из второй зависимости были получены относительные интенсивности фотолюминесценции от равновесных и неравновесных электронов. Кроме того, была измерена зависимость интенсивности резонансной фотолюминесценции от температуры для оптических переходов электронов с двух спиновых подуровней нулевого уровня Ландау. Из этой зависимости следует, что количество фотовозбужденных дырок при фиксированном уровне фотовозбуждения сохраняется в независимости от относительных интенсивностей оптических переходов для электронов с нижнего и верхнего спиновых подуровней нулевого уровня Ландау (рис.1).

В качестве двумерной электронной системы использовалась селективно легированная GaAs/AlGaAs квантовая яма, шириной 17 нм. Для получения спектров резонансной фотолюминесценции, *RR* и *aSSR* использовался непрерывный лазер, перестраиваемый по длине волны в диапазоне 750–850 нм, а сами спектры регистрировались с помощью охлаждаемой CCD матрицы. Образец помещался во вставку для конденсации изотопа гелия ^3He , которая находилась внутри криостата с соленоидом с изменяемым магнитным полем. Конструкция вставки позволяла поддерживать постоянную температуру 0.5 К, достаточную для формирования лафлиновской жидкости. Магнитное поле, в котором формировалась лафлиновская жидкость на факторе заполнения электронов $1/3$ составляло 10.2 Тл. Держатель образца внутри вставки содержал оптическое окно, через которое заводилось лазерное возбуждение к изучаемому образцу и собирался полезный сигнал. Паразитное отражение от поверхности образца подавлялось с помощью скрещенных линейных поляризаторов, установленных в тракты лазерного возбуждения и сбора сигнала от исследуемого образца.

Оптические процессы для сигнала *RR* и *aSSR*, связанных с формированием неравновесных электронных возбуждений на верхнем спиновом подуровне (спин-магнитогравионов), могут быть описаны следующим выражением:

$$I = aP + bPN, \quad (1)$$

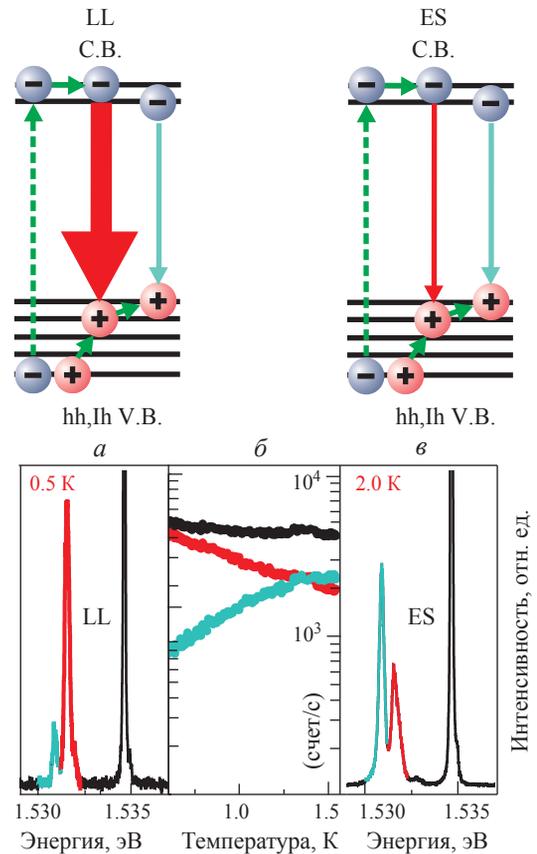


Рис. 1. Спектры резонансной фотолюминесценции электронной системы в магнитном поле 10.2 Тл, при котором формируется лафлиновская жидкость, измеренные при температуре 0.5 К (лафлиновская жидкость сформирована) (а) и 2.0 К (лафлиновская жидкость разрушена) (в). Нижайшая по энергии линия (светло-синяя) соответствует оптическому переходу равновесных электронов. Красной линией показаны переходы неравновесных электронов. Положение возбуждающего лазера показано черной линией. Относительные интенсивности линий излучательной рекомбинации равновесных и неравновесных электронов (светло-синие и красные точки, соответственно) в зависимости от температуры (б). Черные точки – интегральная интенсивность резонансной фотолюминесценции. На схемах сверху показаны энергетические диаграммы резонансной фотолюминесценции для лафлиновской жидкости (LL) и высокотемпературной электронной системы (ES).

где I – интенсивность сигнала отражения, P – мощность лазерного возбуждения, N – полное число спин-магнитогравионов в лафлиновской жидкости [11]. Линейный вклад от мощности лазерного излучения дает сигнал *RR*. Коэффициент a обозначает вероятность *RR* в выбранной экспериментальной геометрии. Второй член уравнения (1) определяет вероятность *aSSR* в выбранной экспериментальной геометрии (b). Количество уже рожденных возбуждений (N) само пропорционально мощности лазерного возбуждения P , поэтому в выражении (1) появляется

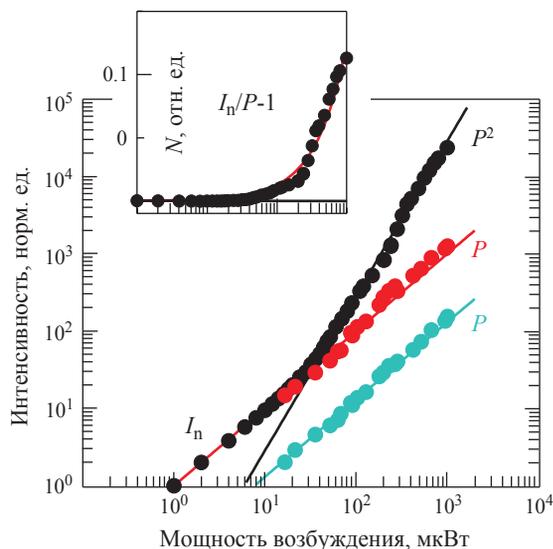


Рис. 2. Зависимость нормированной интенсивности сигнала $aSSR$ (I_n) в зависимости от мощности возбуждающего лазерного излучения (P) (черные точки) и нормированной резонансной фотолюминесценции (светло-синие и красные точки). Красная и светло-синяя сплошные линии – линейные зависимости от мощности лазерного излучения, черная линия – квадратичная зависимость от P . На вставке показано количество спин-магнитогравионов (N) в лафлиновской жидкости с точностью до константы. Сплошная красная линия – линейная зависимость от мощности лазерного излучения.

квадратичная зависимость интенсивности $aSSR$ от мощности лазерного возбуждения (рис. 2). Поскольку значения a и b неизвестны, физический смысл имеет величина $I_n = \frac{I}{a}$. Нормируя экспериментальные спектры при малых амплитудах фотовозбуждения, когда второй член в выражении (1) пренебрежимо мал по сравнению с первым, получаем: $I_n = P + rPN$, откуда [12] (рис. 2):

$$N \approx \frac{I_n}{P} - 1. \quad (2)$$

При этом сигнал резонансной фотолюминесценции зависит линейно от мощности фотовозбуждения, что указывает на то, что интенсивность резонансной фотолюминесценции никак не связана с заполнением неравновесными электронами верхнего спинового подуровня нулевого уровня Ландау (рис. 2). Таким образом, можно сделать вывод о том, что усиление фотолюминесценции в лафлиновской жидкости от фотовозбужденных электронов не имеет связи с количеством этих электронов; т.е. речь идет об усилении фотолюминесценции одиночного дефекта, состоящего из электрона на верхнем спиновом подуровне нулевого уровня Ландау и фотовозбужденной валентной дырки, специфичным для лафлиновской жидкости $1/3$.

ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Вероятность излучательной рекомбинации одиночного электрон-дырочного комплекса в магнитном поле (магнетоэкситона) определяется (с точностью до материальных констант) когерентным экситонным объемом, который, в свою очередь ограничивается флуктуациями случайного потенциала квантовой ямы. В случае лафлиновской жидкости $1/3$ для описания относительной интенсивности излучательной рекомбинации равновесных и неравновесных электронов остается один параметр: отношение времени релаксации фотовозбужденных дырок внутри нулевого уровня Ландау тяжелых дырок ко времени рекомбинации магнетоэкситона, состоящего из электрона на верхнем спиновом подуровне нулевого уровня Ландау и фотовозбужденной валентной дырки на верхнем спиновом подуровне нулевого уровня Ландау тяжелых дырок. Время релаксации фотовозбужденной дырки для исследуемой структуры было измерено экспериментально и составило около 170 пс. Прямое же измерение времени излучательной рекомбинации неравновесных электронов с фотовозбужденными дырками невозможно из-за процессов дырочной релаксации. Из относительных интенсивностей излучательной рекомбинации неравновесных и равновесных электронов (рис. 1) можно сделать качественный вывод о том, что время дырочной релаксации в валентной зоне много больше, чем время излучательной рекомбинации неравновесного электрона с верхнего спинового подуровня нулевого уровня Ландау. Таким образом, время излучательной рекомбинации неравновесных электронов приближается к теоретически возможному пределу (≈ 10 пс) [13,14], что, в свою очередь, означает, что когерентный объем магнетоэкситона не ограничивается случайным потенциалом квантовой ямы. Это, в свою очередь, означает, что случайный потенциал квантовой ямы, содержащей двумерные электроны, эффективно экранируется лафлиновской жидкостью. Таким образом, обнаружено новое, до сих пор не известное, свойство лафлиновской жидкости на факторе заполнения электронов $1/3$, а именно, способность экранировать флуктуации случайного потенциала (сверхэкранирование). Следует отметить, что холловский диэлектрик на факторе заполнения 1, который долгое время считался целочисленным аналогом лафлиновской жидкости, таким свойством не обладает [1,3].

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 23-12-00011).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Goldberg B.B., Heiman D., Dahl M. et al. // Phys. Rev. B. 1991. V. 44. P. 4006.

2. Кулик Л.В., Тартаковский А.И., Ларионов А.В. и др. // ЖЭТФ. 1997. Т. 112. № 1(7). С. 353; Kulik L.V., Tartakovskii A.I., Larionov A.V. et al. // JETP. 1997. V. 85. No. 1. P. 195.
3. Byszewski M., Chwalisz B., Maude D.K. et al. // Nature Phys. 2006. V. 2. P. 239.
4. Kulik L.V., Gorbunov A.V., Zhuravlev A.S. et al. // Sci. Reports. 2015. V. 5. Art. No. 0354.
5. Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Musina L.I. et al. // Nature Commun. 2021. V. 12. Art. No. 6477.
6. Kulik L.V., Kuznetsov V.A., Zhuravlev A.S. et al. // Phys. Rev. R. 2020. V. 2. Art. No. 033123.
7. Bartolomei H., Kumar M., Bisognin R. et al. // Science. 2020. V. 368. P. 173.
8. Nakamura J., Liang S., Gardner G.C. et al. // Nature Phys. 2020 V. 16. P. 931.
9. Кулик Л.В., Журавлев А.С., Белозеров Е.И. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2020. Т. 112. С. 516; Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Belozеров E.I. et al. // JETP Lett. 2020. V. 112. P. 485.
10. Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Larionov A.V. et al. // Appl. Phys. Lett. 2023. V. 123. Art. No. 083101.
11. Кулик Л.В., Журавлев А.С., Ларионов А.В. и др. // Письма в ЖЭТФ. 2023. Т. 118. С. 462; Kulik L.V., Zhuravlev A.S., Larionov A.V. et al. // JETP Lett. 2023. V. 118. P. 455.
12. Кулик Л.В. // Изв. РАН. Сер. физ. 2024. Т. 88. № 2. С. 196; Kulik L.V. // Bull. Russ. Acad. Sci. Phys. 2024. V. 88. No. 2. P. 165.
13. Citrin D.S. // Phys. Rev. R. 1993. V. 47. P. 3832.
14. Deveaud B., Clerot F., Roy N. // Phys. Rev. Lett. 1991. V. 67. P. 2355.

Resonance photoluminescence of the excited Laughlin liquid

L. V. Kulik*

Osipyan Institute of Solid-State Physics of the Russian Academy of Sciences, Chernogolovka, 142432 Russia

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

The resonance photoluminescence of excited Laughlin liquid at the electron filling factor of $1/3$ is studied. It is shown that for a neutral defect in Laughlin liquid consisting of an electron at the upper spin sublevel of the zero Landau level and a valence hole, the influence of random potential fluctuations on the probability of optical recombination of the defect is suppressed (random potential superscreening). Filling the Laughlin liquid with single-spin excitations (spin-magnetogravitons) does not affect this observation.

Keywords: photoluminescence, reflection, spectroscopy, two-dimensional electrons, Laughlin liquid.