

ЭКСИТОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В СПЕКТРАХ РЕКОМБИНАЦИОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ ПОЛНОСТЬЮ ЗАПОЛНЕННЫХ УРОВНЕЙ ЛАНДАУ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

О.В.Волков, В.Е.Житомирский, И.В.Кукушкин, К.фон Клитцинг,
К.Эберл**

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

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

Поступила в редакцию 13 ноября 1996 г.

Исследованы спектры рекомбинационного излучения двумерных электронов в асимметрично легированной GaAs/AlGaAs квантовой яме при различных температурах и энергиях лазерного возбуждения. Обнаружено, что при низких температурах и в сильном магнитном поле линии рекомбинации электронов из полностью заполненных уровней Ландау расщепляются на узкие подуровни. Показано, что эта тонкая структура уровней Ландау связана с наличием экситонных эффектов в начальном и конечном состояниях фотовозбужденной системы. Продемонстрировано, что процесс рекомбинации сопровождается возбуждением межподзонных и циклотронных магнитоплазменных мод.

PACS: 73.40.Hm

1. Успехи последних лет в технологии изготовления одиночных квантовых ям позволяют подробно исследовать свойства двумерных электронов в ультраквантовом пределе с помощью оптической спектроскопии [1], однако до сих пор остается ряд не решенных проблем в интерпретации спектров люминесценции, полученных при больших факторах заполнения, когда поведение самой системы двумерных электронов изучено значительно более подробно. Так, общепринятой является точка зрения, что экситонные эффекты существенны в асимметрично легированных квантовых ямах либо при малых концентрациях носителей [2], либо для неравновесных электронов из возбужденной подзоны размерного квантования [3], поскольку в обоих этих случаях экранировка кулоновского взаимодействия ослаблена [4]. Однако данные по магнитоосцилляциям рекомбинационной интенсивности фотовозбужденной подзоны [5] свидетельствуют о наличии экситонных эффектов и для пустых уровней Ландау основной подзоны. Для полностью заполненных уровней Ландау экситонные эффекты не могут быть существенны из-за однородного распределения электронной плотности [6]. Тем не менее, во многих публикациях приводятся данные о расщеплении или искажении формы линии в спектрах рекомбинации полностью заполненных уровней Ландау. Такое поведение либо не обсуждается [3], либо объясняется наличием случайных заряженных примесей, встроенных в яму [7]. В работе [8] обсуждается влияние взаимодействия внутри- и межподзонных магнитоплазмонов на форму спектра люминесценции при резонансном пересечении оптических переходов.

Нами исследована излучательная рекомбинация двумерных электронов в асимметрично легированной квантовой яме с высокой концентрацией $n_s = 6.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ и большой подвижностью $\mu = 9.8 \cdot 10^5 \text{ см}^2/\text{Вс}$ электронов. Показано, что спектр рекомбинационного излучения двумерных электронов из

полностью заполненного уровня Ландау при температурах ниже 10 К и в магнитном поле больше 2 Тл расщепляется на узкие подуровни, которые являются внутренним свойством двумерной системы, поскольку наблюдаются на различных структурах высокого качества. Ширина этих подуровней совпадает с шириной линии экситона на фотовозбужденной подзоне и оказывается существенно меньше ширины уровня Ландау, связанной с флуктуациями случайного потенциала. Такое поведение объясняется возникновением экситонных эффектов в фотовозбужденной системе до и после акта рекомбинации.

2. Асимметрично легированная одиночная квантовая яма высокого качества была выращена методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs по следующей схеме: буферный слой GaAs толщиной 3000 Å, нелегированная сверхрешетка GaAs-AlGaAs ($30\text{Å} \times 100\text{Å}$) с общей толщиной 13000 Å, квантовая яма GaAs толщиной 250 Å, AlGaAs спейсер толщиной 200 Å и слой легированного AlGaAs:Si (уровень легирования 10^{18}см^{-3}) толщиной 450 Å. Оптическое возбуждение системы осуществлялось перестраиваемым Ti/Sp-лазером, а излучение детектировалось с помощью CCD-камеры. Спектральным прибором служил двойной монохроматор Ramanog U-1000, который обеспечивал разрешение 0.03 мэВ.

3. На рис. 1 приведена диаграмма энергий оптических переходов в спектрах фотовозбуждения люминесценции (PLE) (а) и в спектрах рекомбинации (b). Диаграмма составлена из набора спектров, измеренных с мелким шагом по магнитному полю при температуре $T = 1.5\text{ К}$. Большой интенсивности оптического перехода соответствует белый цвет, а черный цвет отвечает слабому сигналу. К сожалению, в двухцветном представлении не удастся одинаково хорошо показать тонкую структуру уровней Ландау с большими и малыми квантовыми номерами, поэтому контраст диаграммы выбран так, чтобы лучше была видна структура уровней, вышележащих по энергии. Пороговое по магнитному полю возгорание низкоэнергетичных линий в PLE связано с возникновением пустых мест на соответствующем уровне Ландау двумерных электронов при увеличении магнитного поля. Переход, соответствующий фотовозбужденной подзоне размерного квантования, присутствует как в спектрах рекомбинации, так и в спектрах фотовозбуждения. Из рис.1 видно, что оптические переходы, отвечающие рекомбинации электронов с полностью заполненных уровней Ландау, расщеплены на узкие подуровни с шириной, сравнимой с шириной линии экситона на фотовозбужденной подзоне. Причем, это расщепление выражено тем лучше (уширение меньше), чем ближе расположен уровень Ландау к уровню Ферми электронной системы.

На рис.2 показана температурная зависимость спектров рекомбинации системы двумерных электронов для магнитных полей, отвечающих значениям факторов заполнения ν , близким к 3, 4 и 6, соответственно. При повышении температуры происходит перераспределение интенсивности между подуровнями, соответствующими одному и тому же уровню Ландау электронов. Это связано с изменением функции распределения фотовозбужденных дырок при повышении температуры за счет заселения вышележащих дырочных состояний. Так что при высоких температурах интенсивность определяется в основном значениями матричных элементов для перехода между конкретными электронными и дырочными состояниями. При температурах выше 30 К тонкая структура размывается и в спектре рекомбинации остается одна широкая линия, соответствующая уровню Ландау электронной системы.

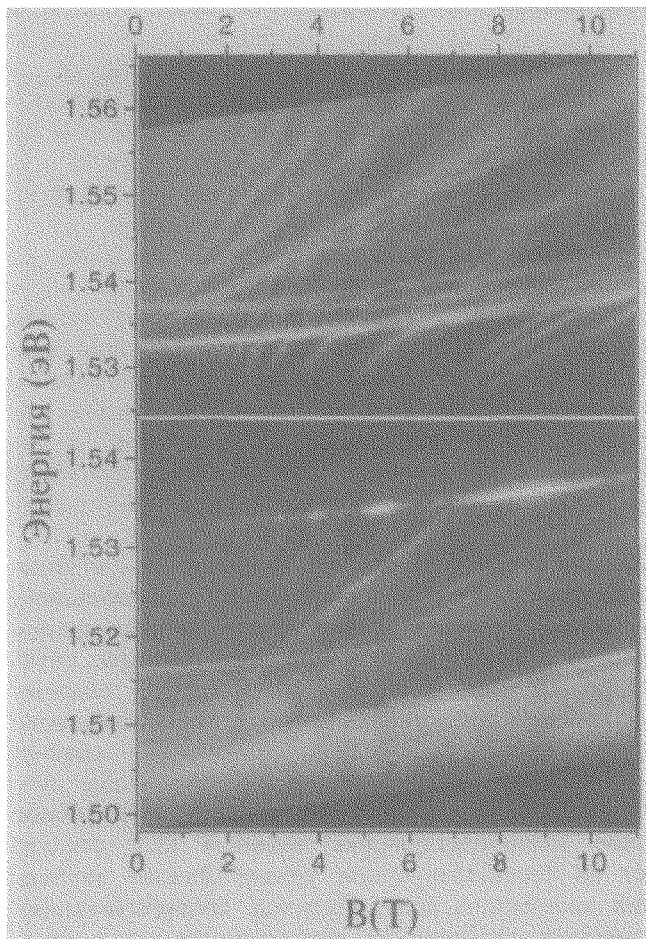


Рис.1 Диаграммы энергий оптических переходов PLE (a) и излучательной рекомбинации (b) двумерных электронов, полученные для асимметрично легированной одиночной квантовой ямы (толщина 250 Å, концентрация носителей $n_s = 6,6 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$) в диапазоне магнитных полей от 0 до 11 Тл. Диаграммы составлены из набора спектров, измеренных с мелким шагом по магнитному полю. Контраст диаграмм выбран так, чтобы большей интенсивности перехода соответствовал белый цвет. Черный цвет соответствует слабому сигналу

На рис.3 представлены спектры люминесценции, измеренные в σ^- и σ^+ циркулярных поляризациях при температуре 1.5 К. Поляризация и положение линий хорошо согласуются с результатами теоретического расчета, выполненного нами для параметров исследуемого образца. Так, для нулевого уровня Ландау рекомбинация между нижайшими по энергии дырочным $0h+$ и электронным $0+$ состояниями должна идти в σ^- -поляризации, а следующий по энергии переход $0h-0$ – с верхним спиновым подуровнем электронов в σ^+ . Для первого уровня Ландау нижайший по энергии переход $0h+1$ – будет приводить к рекомбинации в σ^- -поляризации, в то время как для электронов второго уровня Ландау переход $0h+2+$ отвечает σ^+ циркулярной поляризации люминесценции.

4. Расщепление линии рекомбинации полностью заполненного уровня Ландау при температурах ниже 10 К в магнитном поле больше 2 Тл на узкие подуровни, соответствующие различным дырочным состояниям, связано с возникновением экситонных эффектов в фотовозбужденной системе до и после акта рекомбинации. А именно, в начальном состоянии фотовозбужденной системы электрон на полупустом уровне Ландау основной подзоны или из фотовозбужденной подзоны размерного квантования связан с дыркой в валентной зоне. В конечном состоянии тот же самый электрон связан с “дыркой”, образовавшейся в процессе рекомбинации на полностью заполненном уровне Ландау.

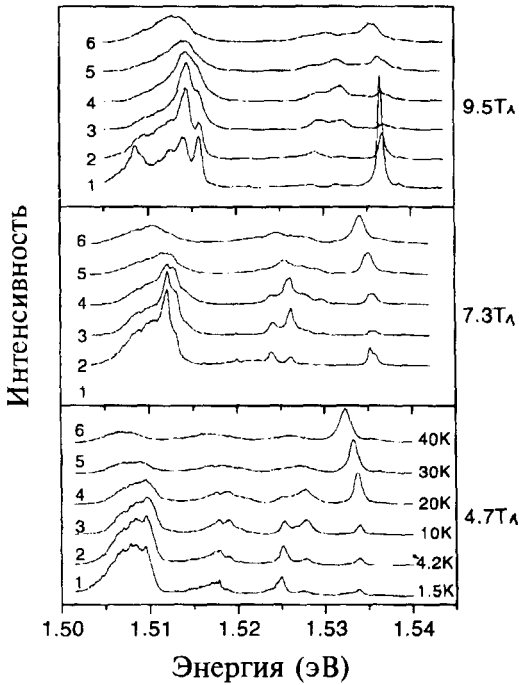


Рис.2 Температурная зависимость спектров рекомбинации двумерных электронов, измеренных в магнитных полях, соответствующих факторам заполнения $\nu = 3, 4$ и 6 двумерной системы. Верхний по энергии переход соответствует излучению из возбужденной электронной подзоны

Флуктуации случайного потенциала заряженных примесей легирования, определяющие уширение уровней Ландау двумерных электронов, не влияют на энергию этих экситонных состояний и основным механизмом уширения линий в спектрах люминесценции становится конечное время жизни возбуждения в двумерной системе после акта рекомбинации. Это время определяется всплыванием "дырки" к уровню Ферми системы и потому для уровней Ландау, лежащих ниже по энергии, оказывается существенно короче. Этот факт особенно наглядно демонстрируется в магнитном поле $B = 4.7$ Тл ($\nu = 6$, рис.2 и 3), когда расщепление на подуровни, ярко выраженное для второго уровня Ландау, практически отсутствует для нулевого уровня.

5. На рис.4 представлены спектры рекомбинации электронов нулевого уровня Ландау при резонансном лазерном возбуждении различных начальных состояний системы. Как видно из диаграммы PLE (рис. 1a), переходы 5 и 6 в спектре фотовозбуждения соответствуют экситонным состояниям $0l - 0_1+$ и $0l + 0_1-$ с участием легкой дырки и электрона нулевого уровня Ландау первой фотовозбужденной подзоны. Переход 4 отвечает тяжелой дырке и состоит из линий $0h + 0_1+$ и $0h - 0_1-$. Остальные переходы связаны с электроном на первом уровне Ландау основной подзоны (см. рис.1). На рис.4b видно погасание одной из линий в спектре рекомбинации электронов нулевого уровня Ландау при возбуждении системы ниже резонанса с легкой дыркой $0l - 0_1+$. Данная линия циркулярно поляризована в σ^+ -поляризации, как и переход $0l - 0_1+$, и смещена вниз от перехода $0l - 0_1+$ на энергию межподзонного магнитоплазмона, определенную на данном образце из спектров комбинационного рассеяния света [10]. Кроме того, наличие этой линии в спектрах рекомбинации нулевого уровня Ландау коррелирует с магнитоосцил-

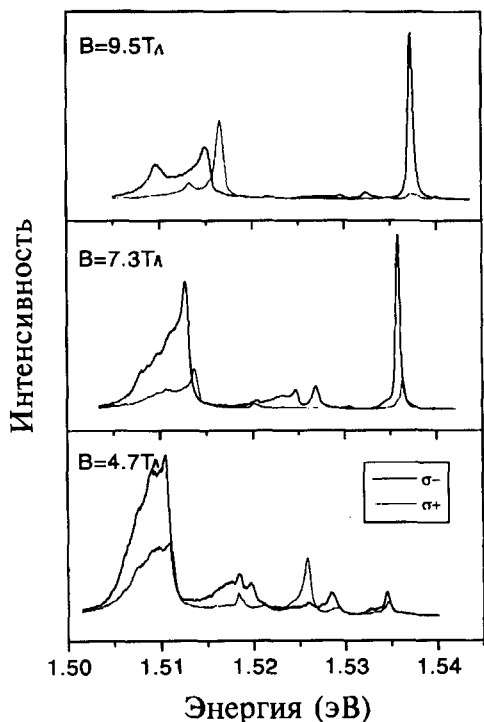


Рис.3 Спектры рекомбинации двумерных электронов, измеренные в σ^- - и σ^+ -поляризациях при температуре 1.5 K

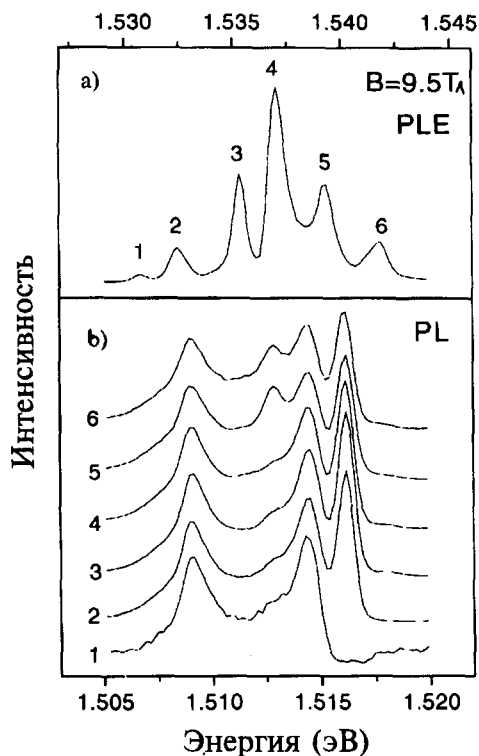


Рис.4 Спектры PLE (a) и излучательной рекомбинации двумерных электронов из полностью заполненного нулевого уровня Ландау (b), измеренные при $T = 1.5$ K. Различные спектры люминесценции (1-6) отвечают резонансному фотовозбуждению переходов 1-6 рисунка a

ляциями интенсивности рекомбинации фотовозбужденной подзоны размерного квантования [5]. Это дает основание идентифицировать рассматриваемый рекомбинационный переход как $0l - 0+$ с начальным состоянием дырки $0l - 0_1+$. Энергия этого перехода, равная разнице энергий в начальном и конечном состояниях фотовозбужденной системы, оказывается заметно меньше энергии перехода $0h - 0-$ в σ^+ -поляризации (см. рис.3), несмотря на то, что уровень $0h-$ лежит существенно ниже по энергии, чем $0l-$. Это связано с разницей экситонных поправок к энергиям начального, $0l - 0_1+$, и конечного, $0^h + 0_1+$, магнитоплазменного состояний.

6. Возникновение "дырки" на полностью заполненном уровне Ландау после рекомбинации есть ни что иное, как возбуждение магнитоплазменной моды в системе двумерных электронов. Дополнительные особенности в спектрах рекомбинации могут быть обусловлены сложной дисперсией внутривозонной циклотронной моды [9]. Низжайшее по энергии начальное экситонное состояние $0h + 1-$ с электроном верхнего спинового подуровня первого уровня Ландау и дальнейшая рекомбинация $0h + 0+$ фотовозбужденной дырки с электроном нижнего спинового подуровня нулевого уровня Ландау приводит к возбуждению практически бездисперсионного магнитоплазмона с переворотом

спина $0^h + 1^-$. Начиная с фактора заполнения $\nu = 3$ в двумерном электронном газе, фотовозбужденное экситонное состояние $0h + 1^-$ может распасться на электрон-дырочную пару $0h + 1^+$ в процессе релаксации электрона по спину $1^- \Rightarrow 1^+$ при появлении свободных мест на нижнем спиновом подуровне. Из-за ортогональности волновых функций дырки $0h^+$ и электрона в состоянии 1^+ разрешенным остается только рекомбинационный переход $0h + 0^+$ с возбуждением в конечном состоянии магнитоплазмона $0^h + 1^+$. Отсутствие экситонных эффектов в начальном состоянии системы должно приводить к раскрытию закона дисперсии магнитоплазмона в конечном состоянии. Этим будет определяться низкоэнергетичный хвост в спектрах рекомбинации нулевого уровня Ландау. Наличие особенности в плотности состояний у магнитоплазмона на больших квазиимпульсах, так называемый магниторотон [9], может привести к возникновению новой линии, смещенной в меньшие энергии.

Действительно, новая линия возникает на низкоэнергетичном хвосте в спектре рекомбинации нулевого уровня Ландау при понижении температуры ниже 4 К при факторах заполнения $\nu < 3$ (рис.2). Эта линия циркулярно поляризована в σ^- -поляризации (рис.3) и остается в спектре рекомбинации при возбуждении нижайшего дырочного состояния $0h^+$ (рис.4). Однако для того, чтобы однозначно связать эту линию с возбуждением магниторотонов, требуются дополнительные измерения в большем магнитном поле при факторе заполнения $\nu < 2$ и при разных концентрациях носителей в двумерном канале.

7. Таким образом, нами показано, что форма линий в спектрах излучательной рекомбинации двумерной электронной системы определяется не только плотностью состояний двумерных электронов, но и существованием экситонных эффектов в конечном и начальном состояниях фотовозбужденной системы. Так, нами было обнаружено, что несмотря на однородное распределение электронной плотности на заполненных уровнях Ландау, при низких температурах и в сильном магнитном поле линии рекомбинации электронов из полностью заполненных уровней Ландау расщепляются на узкие подуровни, связанные с набором возможных начальных и конечных экситонных состояний фотовозбужденной системы. Продемонстрировано, что процесс рекомбинации сопровождается возбуждением межподзонных и циклотронных магнитоплазменных мод.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-16177) и ИНТАС (грант 95-IN/RU-675).

-
1. D.Heiman, B.B.Goldberg, A.Pinczuk et al., Phys.Rev.Lett. **61**, 605 (1988).
 2. A.J.Shields, M.Pepper, D.A.Ritchie, and M.Y.Simmons, Advances in Physics **44**, 47 (1995); G.Finkelstein, H.Shtrikman, and I.Bar-Joseph, Phys.Rev.Lett. **74**, 976 (1995).
 3. B.Stepniowski, M.Potemski, H.Buhmann et al., Phys.Rev.B **50**, 11895 (1994).
 4. A.V.Henriques, Phys.Rev.B **44**, 3340 (1991).
 5. О.В.Волков, В.Е.Житомирский, И.В.Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **64**, 720 (1996).
 6. V.Janovici, Phys.Rev.Lett. **46**, 386 (1981).
 7. P.Vincente, A.Raymond, M.Kamal Saami et al., Solid State Comm. **96**, 901 (1995).
 8. Л.В.Бутов, Л.В.Кулик, В.Д.Кулаковский, Т.Г.Андерссон, Письма в ЖЭТФ **56**, 575 (1992).
 9. C.Kallin and B.I.Halperin, Phys.Rev.B **30**, 5655 (1984).
 10. I.V.Kukushkin, K.von Klitzing, and K.Eberl, submitted to Phys.Rev.B (1996).