

**ЗАРЯЖЕННЫЕ И НЕЙТРАЛЬНЫЕ ЭКСИТОННЫЕ КОМПЛЕКСЫ В GaAs/AlGaAs КВАНТОВЫХ ЯМАХ**

О.В.Волков<sup>1)</sup>, В.Е.Житомирский, И.В.Кукушкин, В.Е.Бисти,  
К.фон Клитцинг\*<sup>2)</sup>, К.Эберл\*<sup>2)</sup>

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

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

Поступила в редакцию 5 ноября 1997 г.

Исследованы температурная и магнитополевая зависимости линии рекомбинации многочастичных экситонных комплексов в нелегированных и слабелегированных GaAs/AlGaAs квантовых ямах, которые ранее приписывались свободным заряженным экситонам (трионам). Показано, что эта линия отвечает связанному состоянию комплекса, а именно экситону, связанному на нейтральном доноре в барьере. Обнаружено, что при повышении температуры или мощности накачки наряду с циклотронной репликой, смещенной вниз по энергии, в спектре рекомбинации появляется реплика, симметрично смещенная вверх по энергии на циклотронную энергию и связанная с излучением возбужденного состояния примесного комплекса. Изучено поведение циклотронных реплик в зависимости от концентрации электронов и температуры.

PACS: 71.35.-y, 73.61.Ey

1. Экситонные комплексы играют важную роль в нелегированных и слабелегированных квазидвумерных (2D) системах; кроме того, они чрезвычайно интересны с точки зрения изучения роли кулоновского взаимодействия в системе из нескольких электронов. Один из примеров таких комплексов – заряженные экситоны или трионы. Положительно и отрицательно заряженные экситоны были предсказаны теоретически в [1]. Эти образования ( $X^-$  и  $X^+$ ) аналогичны ионам водорода  $H^-$  и  $H_2^+$  и имеют весьма малую энергию диссоциации на экситон и свободную частицу. В трехмерном (3D) случае заряженные экситоны достоверно установлены не были, а их спектрально разрешенная линия никогда не наблюдалась. В 2D-системе как экситоны, так и трионы имеют большую энергию связи и, соответственно, стабильность, поскольку ограничение движения зарядов в поперечном направлении приводит к эффективному усилению кулоновского взаимодействия. Наличие второго электрона определяет некоторые специфические свойства такой системы, а именно, отрицательный диамагнитный сдвиг линии рекомбинации в слабом магнитном поле и наличие циклотронной реплики, связанной с передачей второму электрону кванта циклотронной энергии в процессе электронно-дырочной рекомбинации. Ряд авторов претендует на обнаружение свободного триона и приписывает ему линию излучения в спектрах люминесценции квантовых ям [2]. Тем не менее, доказательства, приведенные в [2–4] в пользу такой интерпретации, не являются однозначными, и имеется ряд расхождений с предсказаниями теории, например, в полученных экспериментально температурной и магнитополевой зависимостях спектра излучения

<sup>1)</sup> e-mail: volkov@issp.ac.ru

<sup>2)</sup> K.von Klitzing, K.Eberl.

свободного триона. Для разрешения этого вопроса мы исследовали несколько легированных и слаболегированных одиночных квантовых ям (SQW) GaAs/AlGaAs шириной 150, 200 и 300 Å. На основании температурной и магнитополовой зависимости спектров люминесценции нами показано, что линия рекомбинации, приписываемая свободным трионам, скорее отвечает излучению экситона, связанного на нейтральном доноре в барьере.

2. Мы исследовали нелегированные SQW шириной 150 и 200 Å и слаболегированную SQW шириной 300 Å (спейсер 800 Å). Образцы были выращены методом молекулярно-пучковой эпитаксии на подложке GaAs (см. [5]). Оптическое возбуждение системы осуществлялось перестраиваемым Ti/Sp-лазером и/или He/Ne-лазером. Спектральным прибором служил двойной монохроматор Ramanog U-1000, который в сочетании с CCD детектором обеспечивал разрешение 0.03 мэВ.

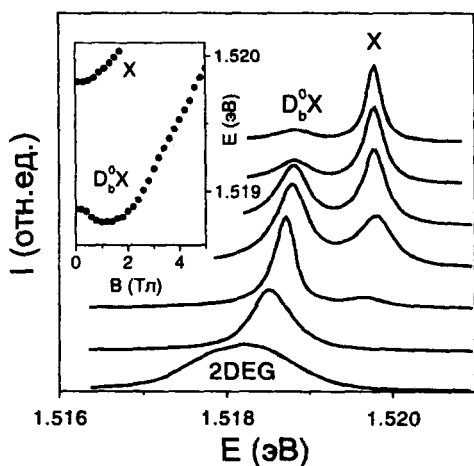


Рис.1. Спектры фотолюминесценции, полученные для слаболегированной SQW 300 Å при вариации концентрации 2D-электронов от 0 до  $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . На вставке показана зависимость энергии рекомбинации свободного экситона и экситонного комплекса от магнитного поля, измеренная при нулевой концентрации 2D-электронов

3. На рис.1 показаны спектры фотолюминесценции, полученные для слаболегированной SQW 300 Å при различных концентрациях 2D-электронов. Изменение концентрации осуществлялось варьированием мощности подсветки He/Ne-лазера, вызывающей нейтрализацию заряда примесей слоя легирования за счет фотовозбужденных носителей. При нулевой концентрации 2D-электронов (верхний спектр) в спектре доминирует линия рекомбинации свободного тяжелодырочного экситона (X) (аналогичные спектры были получены и для нелегированных образцов). С ростом концентрации 2D-электронов в спектре излучения начинает возгораться низкоэнергетическая линия, связанная с рекомбинацией экситонного комплекса (обозначена  $D_b^0 X$ ), которая и была приписана в [2, 3] рекомбинации свободного триона. Начиная с некоторой концентрации 2D-электронов, линия свободного экситона полностью исчезает из спектров, это происходит одновременно с переходом металл – изолятор в электронной системе. Дальнейшее увеличение концентрации 2D-электронов приводит к уширению низкоэнергетической линии и ее трансформации в линию рекомбинации 2D-электронного газа, которая расщепляется на уровни Ландау в перпендикулярном магнитном поле. Так, при концентрации, соответствующей нижнему спектру, хорошо разрешенные уровни Ландау наблюдаются уже в магнитном поле 0.25 Тл (фактор заполнения 8), что говорит о высоком качестве исследуемой структуры. При этой концентрации подвижность 2D-электронов составляла  $2.6 \cdot 10^6 \text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ .

Для того, чтобы установить природу низкоэнергетической линии при малых концентрациях 2D-электронов (до перехода в металлическое состояние), мы изучили зависимость спектрального положения экситонных линий от магнитного поля. На рис.2а приведена такая зависимость, измеренная в двух циркулярных поляризациях для SQW 200 Å. Аналогичные результаты с одинаковыми поляризационными и спектральными особенностями были получены нами для SQW 150 Å и слаболегированной SQW 300 Å (см. вставку к рис.1). Они полностью совпадают с результатами, которые были получены другими авторами [2, 3] и использовались ими в качестве доказательства трионной природы линии  $D_6^0 X$ . Одной из характерных особенностей этой линии является отрицательный диамагнитный сдвиг, который наблюдается в слабом магнитном поле. Этот сдвиг объясняется [4] тем, что в малых магнитных полях внутренняя энергия триона практически не зависит от поля, а энергия перехода, соответствующего его рекомбинации, определяется разностью циклотронной энергии всего комплекса и оставшегося после рекомбинации свободного электрона. Поскольку масса электрона много меньше массы триона, энергия перехода в слабых магнитных полях должна испытывать отрицательный циклотронный сдвиг порядка  $\frac{1}{2}\hbar\omega_c$ . Похожая зависимость наблюдается и в нашем эксперименте (см. рис.2а и вставку к рис.1), однако величина сдвига гораздо меньше  $\frac{1}{2}\hbar\omega_c$ , а в полях менее 0.5 Тл он вообще отсутствует. Такое поведение может быть объяснено локализацией триона на заряженном донорном центре, что естественно ожидать для тяжелой заряженной частицы при малых концентрациях и низких температурах.

Для проверки этого предположения мы изучили температурную зависимость формы линии рекомбинации экситонного комплекса. Наличие второго электрона в свободном трионе разрешает за счет процесса отдачи рекомбинацию комплекса, имеющего ненулевой полный квазиимпульс  $k$  (что запрещено для прямозонного экситона). При этом энергия испущенного кванта оказывается меньше на величину  $\Delta E = E(k) [M/m_e - 1]$ , где  $E(k)$  – кинетическая энергия триона,  $M$  – его масса,  $m_e$  – масса оставшегося после рекомбинации электрона. Подставив  $M \approx 2m_e + m_h$ , где  $m_h$  – масса дырки, получаем:  $\Delta E = E(k) [m_h/m_e + 1]$ . Учитывая, что  $m_h > m_e$ , получаем  $\Delta E > 2E(k)$ . Таким образом, линия рекомбинации свободного триона должна быть несимметрично уширена со стороны низкоэнергетического края по крайней мере на  $2k_b T$ . Этот вывод прямо противоречит экспериментальным результатам. На рис.3а показаны отнормированные спектры рекомбинации комплекса, измеренные при трех различных температурах в нулевом магнитном поле для SQW 200 Å. Как видно из рисунка, линия имеет симметричную форму, а ее ширина практически не зависит от температуры в диапазоне 1.5 ... 10 К. При этом, в соответствии с приведенной выше оценкой, ширина линии рекомбинации при температуре бани 10 К соответствует эффективной температуре трионов не более 2 К, что может быть объяснено только локализацией комплекса. На рис.3б показаны результаты расчета формы линии рекомбинации свободного триона, проведенного нами для концентрации 2D-электронного газа  $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ . Сравнение рис.3а и 3б демонстрирует полную несостоятельность модели свободных трионов в объяснении температурной зависимости, наблюдаемой в эксперименте. Этот факт подтверждает предположение о том, что исследуемая линия рекомбинации соответствует локализованному на примесном центре состоянию комплекса. В этом случае в акте рекомбинации связанного экситона не требуется закона сохранения квазиимпульса, что обеспечивает малую ширину линии люминесценции. Следует отметить, что повышение температуры не приводит к появлению свободных трионов, поскольку в спектре излучения не возникает до-

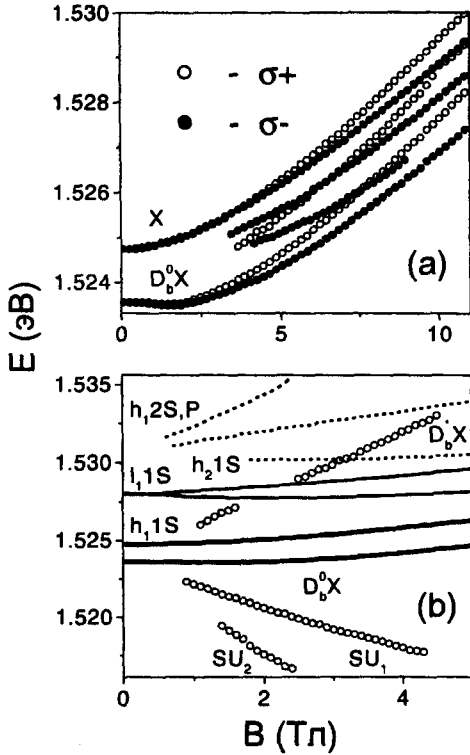


Рис.2. (а) Зависимости спектрального положения линий рекомбинации свободного и связанного экситонов от магнитного поля, измеренные в двух поляризациях для SQW 200 Å. (б) Диаграмма оптических переходов для того же образца. Показаны линии рекомбинации свободного и связанного экситонов (сплошные линии), циклотронные реплики (точки) и линии рекомбинации возбужденных экситонных состояний (штриховые линии)

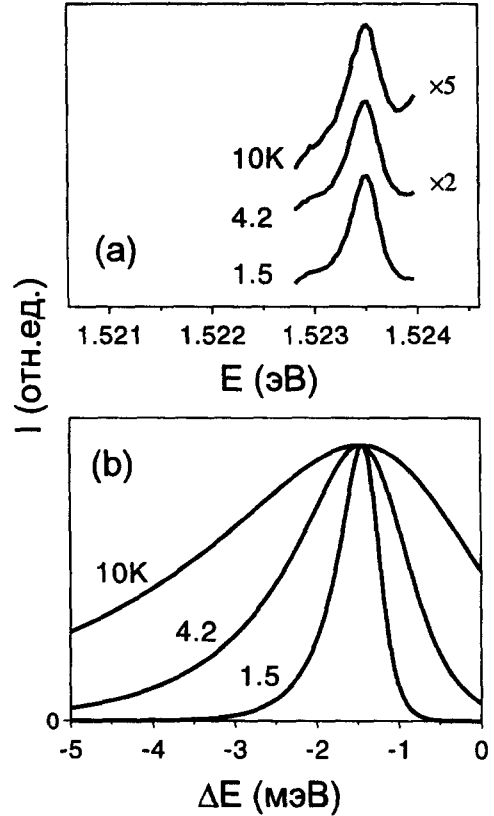


Рис.3. (а) Отнормированные спектры рекомбинации экситонного комплекса (линия  $D_b^0X$ ), измеренные в SQW 200 Å при различных температурах. (б) Температурная зависимость формы линии излучения свободного газа триона в присутствии 2D-электронного газа с концентрацией  $5 \cdot 10^{10} \text{ см}^{-2}$ , рассчитанная для тех же температур

полнительной широкой линии, чувствительной к температуре, что свидетельствует против локализации трионов удаленными заряженными донорами.

Таким образом, логично предположить, что низкоэнергетическая экситонная линия соответствует рекомбинации триона, локализованного на заряженном доноре в барьере (скорее всего, вблизи гетерограницы), поскольку спейсер AlGaAs имеет относительно высокую плотность остаточного легирования донорами. Однако такой электронно-дырочный комплекс есть не что иное, как экситон, связанный на нейтральном доноре, находящемся в барьере вблизи ямы. Отметим, что спектральные расщепления линии в магнитном поле (включая триплетное состояние) и их поляризационные свойства практически совпадают для свободного триона и для триона, локализованного на положительно заряженном доноре (иначе говоря, для экситона, связанного на нейтральном доноре), поскольку наличие примесного центра не меня-

ет оптических переходов. Наличие в комплексе  $D_b^0X$  второго электрона, который и обеспечивает нейтрализацию донора, определяет его свойства, аналогичные свойствам линии рекомбинации свободного триона, а именно, отрицательный диамагнитный сдвиг и появление циклотронных реплик ( $SU$ ) в магнитном поле. Возникновение реплик объясняется тем, что если при рекомбинации системы с двумя электронами оставшийся электрон приобретает один или несколько квантов циклотронной энергии, то линия рекомбинации оказывается смещенной в меньшие энергии на один или несколько  $\hbar\omega_c$  [4]. Мы наблюдали такие реплики на всех исследованных образцах, для SQW 200 Å они показаны на рис.2b. Следует подчеркнуть, что характер зависимости спектрального положения этих реплик от магнитного поля и диамагнитного сдвига самой линии рекомбинации комплекса должен существенно зависеть от расположения примесного центра, – находится ли он в яме или в барьере. Известно, что в 3D-полупроводнике основное состояние примесного комплекса имеет волновую функцию 1S-типа. Появление реплик (двухэлектронных спутников), включая циклотронные переходы, при рекомбинации комплекса  $D^0X$  связано с возбуждением 2P-состояния примеси, поэтому они оказываются смещены вниз на энергию перехода донора в возбужденное состояние [6]. Отсутствие такого сдвига в нашем случае может быть связано с нарушением симметрии комплекса из-за расположения примесного центра в барьере рядом с ямой. При этом основное состояние примесного центра имеет волновую функцию P-типа [7, 8], а расщепление между основным и возбужденными состояниями имеет почти нулевую энергию [9]. В этих условиях энергетический сдвиг циклотронных реплик в пределе нулевого магнитного поля тоже будет близок к нулю, что и наблюдается в эксперименте. Интерпретация экситонного комплекса как экситона, локализованного на нейтральном доноре в барьере, подтверждается также сравнением со спектрами рекомбинации комплекса  $D^0X$ , полученными в [10] в условиях  $\delta$ -легирования материала барьера, которые проявляют детальное сходство со спектрами, полученными нами.

Спектры рекомбинации, измеренные нами при повышенной температуре ( $\sim 10$  K) или мощности накачки ( $\sim 1$  Вт/см<sup>2</sup>), наряду с циклотронными репликами, смещенными вниз по энергии, демонстрируют появление реплики, симметрично смещенной вверх по энергии на  $\hbar\omega_c$  (рис.2b). Эта реплика, очевидно, связана с рекомбинацией возбужденного состояния экситонного комплекса (обозначенного  $D_b^*X$ ), поскольку линии, связанные с рекомбинацией возбужденных состояний экситонов, значительно смещены вверх по энергии. Эти линии показаны на рис.2b пунктиром, их спектральное положение зависит от ширины ямы и хорошо согласуется с теоретическими расчетами [11]. При увеличении концентрации 2D-электронов интенсивность верхней циклотронной реплики уменьшается, а после перехода системы в металлическое состояние она полностью исчезает из спектров, в то время как нижние циклотронные реплики ( $SU$ ) только несколько падают по интенсивности и уширяются. На рис.4a показана зависимость отношения интенсивностей верхних и нижних циклотронных реплик ( $D_b^*X$  и  $SU_1$ ) от концентрации 2D-электронов, где в качестве параметра, характеризующего концентрацию, использовано отношение интенсивностей линий рекомбинации свободного экситона ( $I_{Fr}$ ) и экситонного комплекса ( $I_B$ ). Исчезновение верхней циклотронной реплики при переходе системы в металлическое состояние ( $I_{Fr}/I_B = 0$ ) подтверждает предположение о том, что комплекс локализован во внешнем кулоновском потенциале. Сохранение нижних циклотронных реплик при увеличении концентрации 2D-электронов свидетельствует о том, что для их возникновения полная локализация системы не является обязательной. Например,

тот же механизм появления реплик может работать и в режиме вырожденного 2D-электронного газа при столкновении свободного экситона с электроном, локализованным во внешнем кулоновском потенциале. Это предположение подтверждает также температурная зависимость спектров циклотронной реплики ( $SU_1$ ), показанная на рис.4b вместе со спектрами основных экситонных линий. Как видно из рисунка, интенсивность циклотронной реплики падает с повышением температуры гораздо слабее, чем интенсивность линии рекомбинации экситонного комплекса.

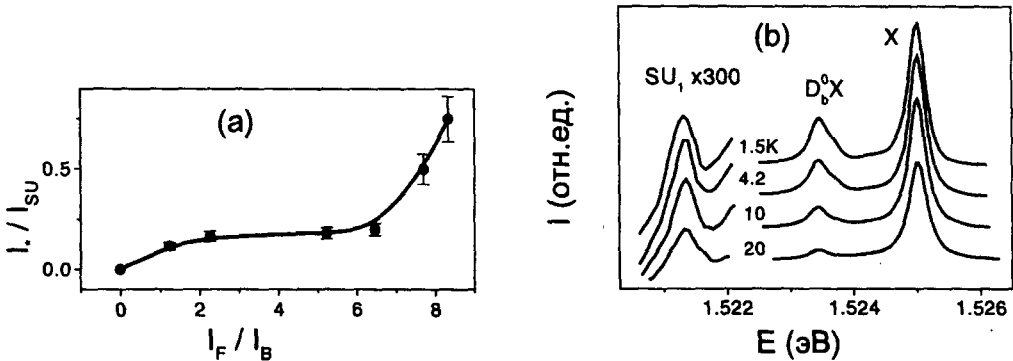


Рис.4. (а) Зависимость отношения интенсивностей верхней и нижней (по энергии) циклотронных реплик от отношения интенсивностей линий свободного и связанного экситонов, измеренная при вариации концентрации 2D-электронов в слабелегированной SQW 300 Å. (б) Спектры рекомбинации свободного экситона и экситонного комплекса, а также реплики  $SU_1$ , измеренные при различных температурах в магнитном поле 1.5 Тл для SQW 200 Å

4. Таким образом, на основании исследования температурной и магнитопольевой зависимостей линии рекомбинации многочастичных экситонных комплексов в нелегированных и слабелегированных GaAs/AlGaAs квантовых ямах нами показано, что эта линия отвечает связанному состоянию комплекса, а именно, экситону, связанному на нейтральном доноре в барьере, а не свободному триону, как предполагалось ранее.

Работа выполнена при поддержке программы "Физика твердотельных наноструктур" (грант 1-062/3) и фонда Фольксвагена.

1. M.A.Lampert, Phys. Rev. Lett. 1, 450 (1958).
2. A.J.Shields, M.Pepper, D.A.Ritche, and M.Y.Simmons, Advances in Physics 44, 47 (1995).
3. G.Finkelstein, H.Shtrikman, and I.Bar-Joseph, Phys. Rev. B 53, 1709 (1996).
4. G.Finkelstein, H.Shtrikman, and I.Bar-Joseph, Phys. Rev. B 53, 12593 (1996).
5. О.В.Волков, В.Е.Житомирский, И.В.Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ 65, 38 (1997).
6. J.Rorison, D.C.Herbert, P.J.Dean and M.S.Skolnik, J. Phys. C 17, 6435 (1984).
7. J.Levine, Phys.Rev. 140, A586 (1965).
8. G.Bastard, Phys. Rev. B 24, 4714 (1981).
9. J.M.Shi, F.M.Peeters, G.Q.Hai, and J.T.Devreese, Phys. Rev. B 44, 5692 (1991).
10. D.C.Reynolds, C.E.Leak, K.K.Bajaj et al., Phys. Rev. B 40, 6210 (1989).
11. G.E.W.Bauer and T.Ando, Phys. Rev. B 38, 6015 (1988).