

# Зависимость кинетики рекомбинации пространственно разделенных электрон-дырочных слоев от параллельного магнитного поля

А. В. Рoccoхатый<sup>1)</sup>, И. В. Кукушкин

Московский физико-технический институт (государственный университет), 117303 Москва, Россия

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

Поступила в редакцию 10 апреля 2009 г.

Исследована зависимость времени излучательной рекомбинации пространственно разделенных электрон-дырочных слоев от магнитного поля, параллельного плоскости широкой квантовой ямы. Обнаружено, что интенсивность люминесценции уменьшается с увеличением параллельного магнитного поля. Установлено, что эта зависимость не согласуется с теоретическими предсказаниями, связывающими падение интенсивности с уменьшением заселенности энергетических уровней, разрешенных для излучательной рекомбинации. Показано, что падение интенсивности связано с экспоненциальным ростом времени излучательной рекомбинации от магнитного поля (вследствие уменьшения перекрытия волновых функций электрона и дырки) и проявлением процессов безызлучательной рекомбинации.

PACS: 67.57.Lm, 76.60.-k

Хорошо известно, что в идеальных неограниченных 2D системах БЭК экситонов невозможна при конечных температурах [1], однако в [2] было показано, что в квазидвумерной структуре конечных размеров такой переход все-таки существует при  $T \neq 0$ , что дает надежды для экспериментального наблюдения этого эффекта на двумерных объектах [3–8]. Кроме того, в работе [2] также показано, что критическая температура такого перехода логарифмически уменьшается с ростом площади и прямо пропорциональна плотности экситонов в ловушке. Это означает, что для достижения критических параметров необходимо создать высокую плотность экситонов при низкой температуре. Одним из возможных вариантов реализации таких условий является метод импульсного фотовозбуждения, но для эффективного охлаждения системы требуется, чтобы время жизни экситонов было больше времени их термализации. Очень удобным объектом для подобных исследований является система непрямых экситонов [9], поскольку пространственное разделение электрона и дырки уменьшает величину перекрытия их волновых функций, благодаря чему время жизни непрямого экситона на несколько порядков больше, чем прямого [3, 10]. Именно поэтому свойства непрямых экситонов уже давно активно исследуются как теоретически [11–13], так и экспериментально [3, 14].

В большинстве случаев разделенные электронно-дырочные слои на практике получали в GaAs/AlGaAs двойных квантовых ямах, где приложении электрического поля, перпендикулярного плоскости ям, в условиях лазерного фотовозбуждения удавалось создать существенные концентрации электронов в одном канале и дырок в другом [3, 14]. В [15] был предложен метод разделения электронно-дырочных слоев, создаваемых при оптическом фотовозбуждении, с помощью сильного перпендикулярного электрического поля в одиночной широкой квантовой яме. При этом было показано, что времена рекомбинации в подобных системах могут доходить до десятков микросекунд [10]. Заметим, что время рекомбинации непрямого экситона может быть заметно увеличено в параллельном магнитном поле, что открывает дополнительные возможности для дальнейшего охлаждения экситонной системы.

В [16, 17] было теоретически исследовано влияние магнитного поля, параллельного плоскости двойной квантовой ямы, на дисперсию непрямых экситонов. Авторы показывают, что приложении параллельного магнитного поля  $\mathbf{B}_{\parallel}$ , в операторе импульса возникает дополнительное слагаемое, которое приводит к смещению спектра экситона на импульс  $\frac{ed}{c}\mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z}$ , где  $d$  – расстояние между слоями, а  $\mathbf{z}$  – нормаль к плоскости ямы. Тогда энергия экситона может быть записана в виде

$$E = \frac{1}{2m^*}(\mathbf{P} + \frac{ed}{c}\mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z})^2, \quad (1)$$

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

где  $m^*$  – эффективная масса экситона в GaAs,  $P$  – его кинематический импульс. Поскольку при рекомбинации должен выполняться закон не только сохранения энергии, но и импульса, то излучают лишь экситоны, у которых  $\mathbf{P} = \mathbf{P}_{ph}$ , где  $\mathbf{P}_{ph} = E_g \frac{\sqrt{\epsilon}}{c}$  – импульс испускаемого фотона. Так как в широких квантовых ямах  $d \sim 200 \text{ \AA}$  и в исследуемых полях  $B_{\parallel} > 1 \text{ Тл}$  импульс фотона мал по сравнению с  $\frac{ed}{c} \mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z}$  [18], то в параллельном магнитном поле энергия рекомбинации непрямых экситонов увеличивается на

$$E = \frac{1}{2m^*} \left( \frac{ed}{c} \mathbf{B}_{\parallel} \times \mathbf{z} \right)^2. \quad (2)$$

Таким образом, в параллельном магнитном поле в процессах излучательной рекомбинации могут принимать участие лишь экситоны, находящиеся на более высоких энергетических уровнях (рис.1). Пол-

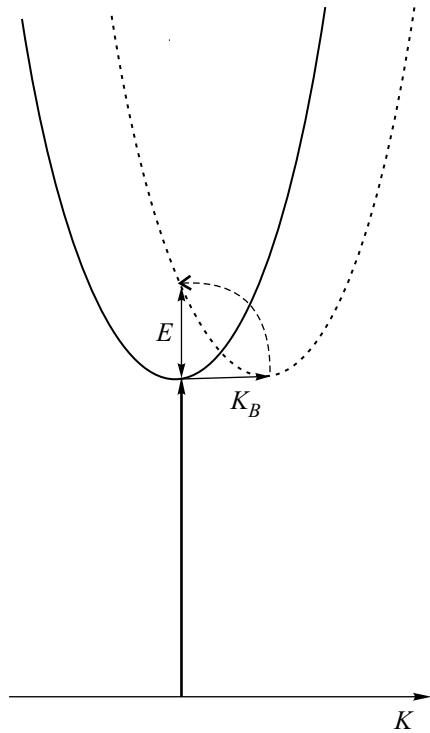


Рис.1. Изменение энергетического спектра экситона и механизм падения интенсивности рекомбинации в параллельном магнитном поле

скольку заселенность экситонных уровней с увеличением энергии падает, то включение параллельного поля должно приводить к падению интенсивности люминесценции [19]. Тогда из (2) получаем

$$I \sim \exp \left( -\frac{(edB)^2}{2m^* c^2 kT} \right), \quad (3)$$

откуда  $\ln I \sim B^2$ , причем коэффициент пропорциональности

$$\alpha = \frac{e^2 d^2}{2m^* c^2 kT} \quad (4)$$

позволяет непосредственно оценить температуру экситонов из линейного участка зависимости  $\ln I$  от  $B^2$ . Это открывает возможность для экспериментального измерения температуры экситонной системы.

В предложенной работе была исследована зависимость кинетики излучательной рекомбинации непрямых экситонов в широкой одиночной квантовой яме от слабого параллельного магнитного поля, а также экспериментально проверены выводы теории, предложенной в [19].

Эксперименты проводились на образце с GaAs/Al<sub>0.33</sub>Ga<sub>0.67</sub>As квантовой ямой шириной 390 Å, выращенном методом молекулярно-лучевой эпитаксии (MBE). Квантовая яма была расположена между двумя затворами, один из которых являлся сильно легированной ямой в GaAs, а второй – полупрозрачным напылением золота на поверхности образца. Накачка и регистрация излучения производилась по двухсветоводной методике, а детектирование сигнала осуществлялось CCD-камерой на выходе одиночного спектрометра. Для исследования изменения спектров во времени использовался усилитель яркости QuantumLeap, который обеспечивал временное разрешение 5 нс.

Нами была исследована зависимость интенсивности рекомбинации от параллельного магнитного поля в условиях непрерывного и импульсного фотовозбуждения. График такой зависимости для случая непрерывного фотовозбуждения показан на рис.2. Из него видно, что соотношение (3) выполняется достаточно хорошо вплоть до полей  $\sim 2 \text{ Тл}$ . По наклону этой зависимости из формулы (4) ( $d = (210 \pm 20) \text{ \AA}$ ) была рассчитана температура экситонной системы, которая оказалась равной 19 К, что значительно превышает температуру бани 4.2 К. Причиной такого существенного перегрева может служить то, что электронный газ не успевает термализоваться за время жизни экситонов, а исследуемая система термодинамически неравновесная. В связи с этим нами была исследована кинетика экситонной рекомбинации в режиме импульсного фотовозбуждения. Зависимости интенсивности экситонной рекомбинации от параллельного магнитного поля были исследованы сразу после прихода лазерного импульса (рис.3а) и с задержкой в 600 нс (рис.3б). Если предположить, что сразу после импульса фотовозбуждения система термодинамически неравновесная, то через 600 нс ее температура

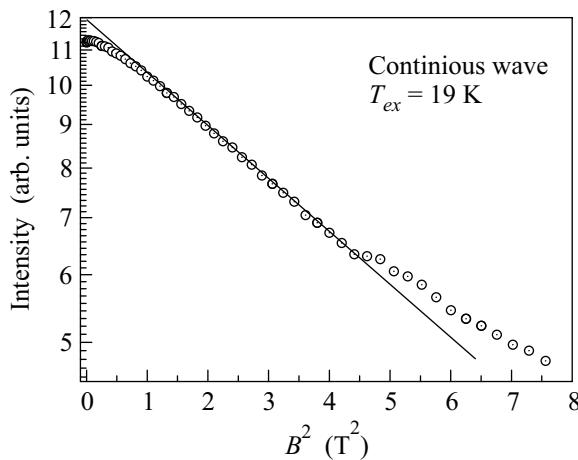


Рис.2. Зависимость интенсивности излучения непрямых экситонов от параллельного магнитного поля в условиях непрерывного фотовозбуждения в нелегированной яме шириной 390 Å

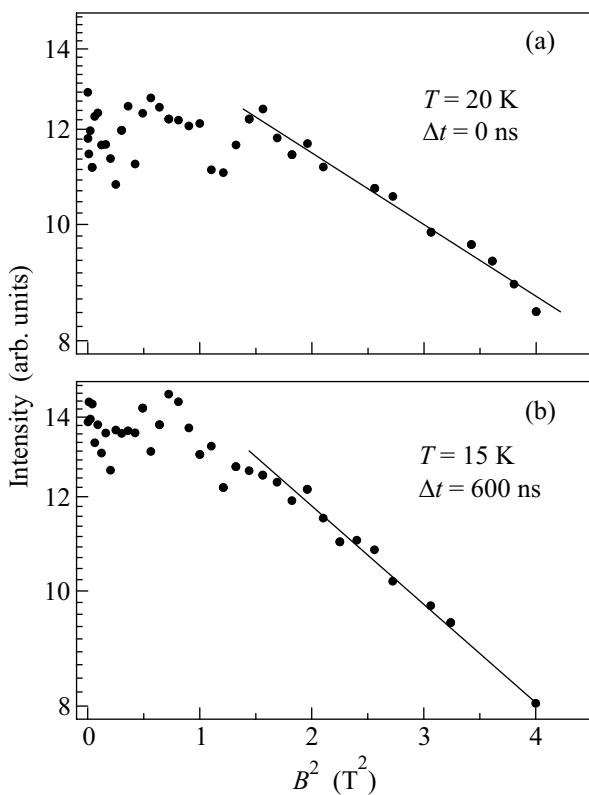


Рис.3. Зависимости интенсивности излучения непрямых экситонов от параллельного магнитного поля, измеренные в нелегированной яме шириной 390 Å, в условиях импульсного фотовозбуждения при двух задержках: (а)  $\Delta t = 0$  нс, (б)  $\Delta t = 600$  нс

заведомо близка к температуре бани. Однако экспериментальные оценки температуры по (4) в этих экспериментах составили 20 и 15 К, соответственно.

Ввиду явного расхождения такой модели с экспериментальными результатами, нами была предложена другая трактовка, учитывающая безызлучательные каналы рекомбинации. Интенсивность излучения определяется формулой

$$I \sim N_0 \exp\left(-\frac{t}{\tau^*}\right), \quad \tau^{*-1} = \tau_r^{-1} + \tau_{nr}^{-1}, \quad (5)$$

$\tau_r$  – время излучательной рекомбинации,  $\tau_{nr}$  – время безызлучательной рекомбинации,  $N_0$  – начальная концентрация экситонов в канале. В первом приближении  $\tau_{nr}$  не зависит от величины магнитного поля, а время излучательной рекомбинации должно зависеть от магнитного поля, поскольку  $\tau_r$  определяется перекрытием волновых функций, ширина которых в присутствии магнитного поля определяется магнитной длиной  $l_B = \sqrt{\hbar c/eB}$ . Таким образом, в пределе  $B \rightarrow \infty$

$$\tau_r \sim \exp\left(\frac{d^2}{2l_B^2}\right) \sim \exp\left(\frac{d^2 e B}{2\hbar c}\right), \quad (6)$$

то есть время излучательной рекомбинации экспоненциально увеличивается с ростом магнитного поля и, когда  $\tau_r$  сравнивается с  $\tau_{nr}$ , безызлучательные каналы начинают преобладать, что приводит к падению интенсивности излучательной рекомбинации непрямых экситонов. На рис.4 показана эксперимен-

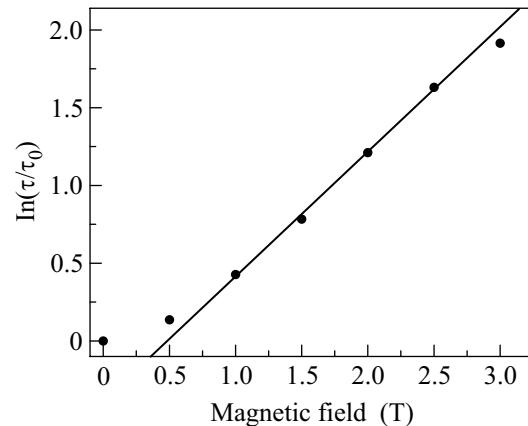


Рис.4. Зависимость времени излучательной рекомбинации непрямых экситонов от параллельного магнитного поля,  $\tau_0 = 1.37$  мкс

тальная зависимость времени рекомбинации от параллельного магнитного поля. В сильных магнитных полях  $\tau_r$  экспоненциально возрастает с полем, как и предсказывает предложенная модель. В полях больше 2.5 Тл безызлучательные процессы рекомбинации становятся быстрее излучательных, что приводит к отклонению экспериментальной зависимости

от экспоненциальной. В слабых магнитных полях перекрытие волновых функций в основном определяется профилем ямы, поэтому экспериментальная зависимость тоже отклоняется от теоретической кривой. В исследуемом образце интенсивность рекомбинации начинает падать в полях порядка 1.5 Тл (рис.3), что соответствует временам безызлучательной рекомбинации около  $\sim 5$  мкс. Эта оценка хорошо согласуется с результатами, полученными в [10] для аналогичных образцов. Оценка  $d$  по формуле (6) составляет  $(320 \pm 30)$  Å, что несущественно отличается от расстояния, вычисленного из электрополевых зависимостей ( $d = (240 \pm 20)$  Å). Небольшое различие может быть, например, следствием усреднения разных величин при расчетах расстояния между электронным и дырочным слоями. В электрополевой сдвиг входит свертка  $\langle \Psi_e | x | \Psi_h \rangle$ , в то время как время жизни экситона определяется перекрытием волновых функций  $\langle \Psi_e | \Psi_h \rangle$ .

Таким образом, в настоящей работе была исследована зависимость кинетики излучательной рекомбинации электрон-дырочных пар от параллельного магнитного поля. Было установлено, что интенсивность излучения падает при увеличении магнитного поля, однако оценка температуры электрон-дырочного газа, предложенная в [19], существенно отличается от теоретических предсказаний. В работе был предложен альтернативный механизм уменьшения люминесценции, учитывающий безызлучательные каналы рекомбинации. Было показано, что времена излучательной рекомбинации экспоненциально растут с увеличением магнитного поля, что связано с уменьшением перекрытия волновых функций электрона и дырки. Экспоненциальное увеличение времени излучательной рекомбинации непрямого экситона в параллельном магнитном поле приводит к тому, что главным механизмом, определяющим время жизни экситона, становятся безызлучательные процессы, в результате чего и наблюдается падение интенсивности непрямых экситонов.

Работа была выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований.

1. E. M. Lifshitz and L. P. Pitaevskii, *Statistical Physics*, Pergamon Press, Oxford, 1980, Pt. 2. V. N. Popov, *Functional Integrals in Quantum Field Theory and Statistical Physics*, D. Reidel Publishing, Dordrecht, 1983.
2. W. Kane and L. Kadanoff, Phys. Rev. **155**, 80 (1967). D. S. Petrov, M. Holzman, and J. V. Shlyapnikov, Phys. Rev. Lett. **84**, 2551 (2000).
3. V. Negoita, D. W. Snoke, and K. Eberel, Phys. Rev. B **60**, 2661 (1999).
4. L. V. Butov, A. Zrenner et al., Phys. Rev. Lett. **73**, 304 (1994).
5. V. B. Timofeev, A. V. Larionov et al., JETF lett. **67**, 580 (1998)
6. А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев и др., Письма в ЖЭТФ **71**, 174 (2000).
7. А. В. Ларионов, В. Б. Тимофеев и др., Письма в ЖЭТФ **75**, 689 (2002).
8. А. В. Горбунов, В. Е. Бисти, В. Б. Тимофеев, ЖЭТФ **128**, 803 (2005).
9. Ю. Е. Лозовик, И. Л. Курбаков и др., ЖЭТФ **133**, 348 (2008).
10. В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин и др., Письма в ЖЭТФ **84**, 256 (2006).
11. I. V. Lerner and Yu. E. Lozovik, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **78**, 1167 (1980).
12. Ю. Е. Лозовик, А. М. Рувинский, ЖЭТФ **112**, 1791 (1982).
13. Daijiro Yoshioka and Allan H. MacDonald, J. Phys. Soc. Jpn. **59**, 4211 (1990).
14. В. Б. Тимофеев, А. В. Ларионов и др., Письма в ЖЭТФ **65**, 840 (1997).
15. В. В. Соловьев, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **83**, 647 (2006).
16. A. A. Gorbatsevich and I. V. Tokatly, Semicond. Sci. Technol. **13**, 288 (1997).
17. Yu. E. Lozovik et al., Phys. Rev. B **65**, 235304 (2002).
18. А. В. Рoccoхатый, И. В. Кукушкин, Письма в ЖЭТФ **89**, 21 (2009).
19. L. V. Butov, A. V. Mintsev, Yu. E. Lozovik et al., Phys. Rev. B **62**, 1548 (2000).