

ВЛИЯНИЕ АНТИКРОССИНГА ЭКСИТОННЫХ СОСТОЯНИЙ НА ВРЕМЯ ИХ ФАЗОВОЙ РЕЛАКСАЦИИ В GaAs/AlGaAs ДВОЙНОЙ СИММЕТРИЧНОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ

К.Л.Литвиненко¹⁾, В.Г.Лысенко

Институт проблем технологии микроэлектроники и особочистых материалов РАН
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 9 февраля 1999 г.

Экспериментально исследовано изменение свойств экситонных состояний в области антикроссинга. Показано, что в GaAs/AlGaAs двойной симметричной квантовой яме, вследствие смешивания энергетических состояний легких и тяжелых экситонов, время фазовой релаксации легких экситонов уменьшается в 5 раз.

PACS: 42.50.Md

На протяжении последних лет проявляется достаточно большой интерес к исследованию различных свойств экситонных состояний в квантовых ямах, двойных квантовых ямах и сверхрешетках. Эти исследования направлены на изучение фундаментальных процессов, происходящих в квантоворазмерных структурах, с целью создания новых принципов работы различных электро-оптических приборов [1–3]. Особое внимание уделяется исследованию влияния внешнего постоянного электрического поля, силовые линии которого располагаются параллельно направлению роста исследуемых структур. Большое количество экспериментальных и теоретических работ [4–6] было посвящено изучению изменения волновых функций и энергетических положений экситонных состояний при приложении внешнего поля. Эффект антикроссинга, хорошо известный в квантовой механике, был предсказан и экспериментально обнаружен в двойных квантовых ямах [6–9] и сверхрешетках [10]. Однако изменение динамических свойств экситонных состояний в области антикроссинга было изучено недостаточно. В данной работе, на примере исследования времени фазовой релаксации экситонных состояний в области антикроссинга, мы покажем, что смешивание волновых функций приводит к значительному изменению свойств участвующих во взаимодействии экситонных состояний.

Взаимодействие между квантовыми ямами, разделенными достаточно тонким барьером, приводит к тому, что вырожденные энергетические состояния расщепляются на симметричные и антисимметричные [11]. Симметричные состояния имеют меньшую энергию, и мы будем обозначать их знаком минус, а антисимметричные состояния – знаком плюс. Кроме основных симметричных и антисимметричных состояний электронов E , тяжелых HH и легких LH дырок, в дальнейшем, мы будем рассматривать первое HH_1 возбужденное состояние тяжелых дырок. Таким образом, восемь указанных энергетических состояний приводят к двенадцати возможным оптическим переходам, которые будут обозначаться цифрами от 1 до 12 [11]. Переход 1 соответствует рекомбинации электрона $E_{(-)}$ и дырки $HH_{(-)}$, 2 – $E_{(-)}$ и $HH_{(+)}$, 3 – $E_{(-)}$ и $LH_{(-)}$, 4 – $E_{(-)}$ и $LH_{(+)}$, 5 – $E_{(-)}$ и $HH_{1(-)}$, 6 – $E_{(-)}$ и $HH_{1(+)}$, 7 – $E_{(+)}$ и $HH_{(-)}$, 8 – $E_{(+)}$ и $HH_{(+)}$, 9 – $E_{(+)}$ и $LH_{(-)}$, 10 – $E_{(+)}$ и $LH_{(+)}$,

¹⁾ e-mail: kostja@ipmt-hpm.ac.ru

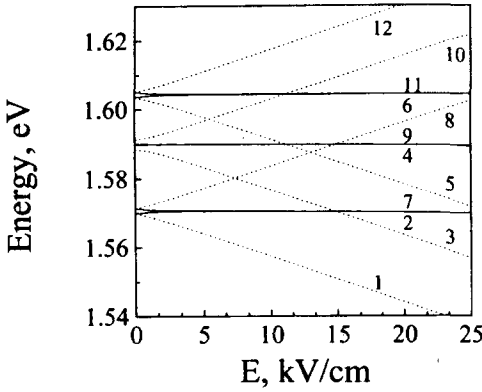


Рис.1. Энергии электрон-дырочных оптических переходов в зависимости от напряженности приложенного внешнего электрического поля E для использованной в эксперименте ДСКЯ (пояснения см. в тексте)

11 – $E_{(+)}$ и $HH_{1(-)}$, 12 – $E_{(+)}$ и $HH_{1(+)}$. Переходы 1, 3, 6, 8, 10 и 11 являются оптиически разрешенными при нулевом внешнем поле, тогда как переходы 2, 4, 5, 7, 9 и 12 – запрещены [11, 12]. При приложении ненулевого внешнего электрического поля правила отбора изменяются и разрешенные ранее переходы становятся запрещенными. Если отсчитывать энергию от середины двойной квантовой ямы, то симметричные (антисимметричные) энергетические состояния будут двигаться в сторону уменьшения (увеличения) энергии при увеличении напряженности внешнего поля [11]. При этом симметричные (антисимметричные) электронные и дырочные состояния оказываются в разных квантовых ямах. Это приводит к тому, что перекрытие симметричных (антисимметричные) волновых функций электронов и дырок, которое пропорционально вероятности оптического перехода между этими состояниями, уменьшается. Вероятность оптических переходов между симметричными и антисимметричными состояниями увеличивается благодаря смещению этих состояний в одинаковые квантовые ямы.

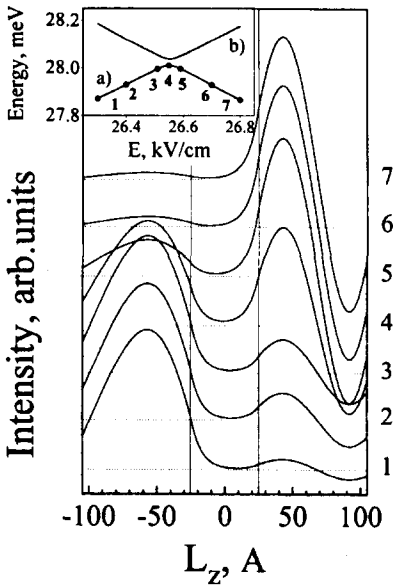


Рис.2. Изменение формы волновой функции состояния $HH_{1(+)}$ в случае антикроссинга с состоянием $HH_{1(-)}$ для напряженностей электрического поля E , указанных на вставке. Вертикальными линиями указаны границы квантовых ям

Для определения изменения энергий оптических переходов между электронными и дырочными состояниями при приложении внешнего электрического поля был использован вариационный метод вычислений [9]. Результаты вычислений, выполненные для используемой в экспериментальной части данной работы двойной симметричной квантовой ямы (ДСКЯ), представлены на рис.1. При увеличении внешнего поля энергетические положения некоторых переходов пересекаются друг с другом. Это происходит потому, что, как уже было сказано выше, симметричные и антисимметричные дырочные состояния движутся в разных направлениях по шкале энергий. Однако на самом деле ситуация оказывается несколько сложнее. При увеличении внешнего поля энергетические состояния пересекаясь не проходят сквозь друг друга, а смешиваются и как бы меняются местами. Рассмотрим этот эффект на примере состояний $HH_{(+)}$ и $HH_{1(-)}$. На рис.2 изображено изменение нормированной волновой функции состояния $HH_{(+)}$ при переходе через резонансное значение внешнего поля ($E_{res} \approx 26.55$ кВ/см), при котором должно наблюдаться пересечение уровней $HH_{(+)}$ и $HH_{1(-)}$. При достаточном удалении от E_{res} волновая функция представляет собой практически чистое состояние $HH_{(+)}$. Однако при увеличении внешнего поля энергетические состояния начинают смешиваться и волновая функция приобретает новый вид. Максимальное смешивание достигается при внешнем поле, равном E_{res} . При дальнейшем увеличении поля вклад состояния $HH_{1(-)}$ в полученное смешанное состояние увеличивается и уже при значении внешнего поля, большем чем $E = 26.8$ кВ/см, мы видим практически чистое состояние $HH_{1(-)}$. Эффект смешивания приводит к тому, что энергетическое состояние, которое до перехода через E_{res} соответствовало $HH_{(+)}$, постепенно меняет свои свойства и переходит в состояние $HH_{1(-)}$. На вставке к рис.2 показано изменение энергии уровня $HH_{(+)}$ при переходе через E_{res} . Таким же образом изменяются свойства и второго взаимодействующего энергетического уровня $HH_{1(-)}$.

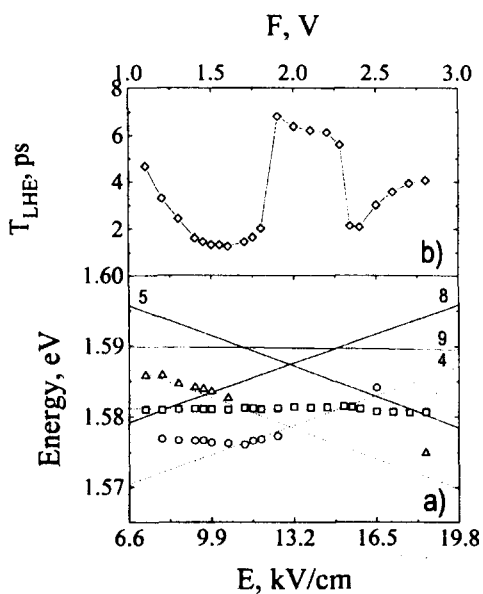


Рис.3. а) Положения максимумов линий, наблюдаемых в спектре сигнала ЧВС исследуемой структуры при нулевых задержках, для различных значений напряжения F внешнего электрического поля. Сплошными линиями указаны положения соответствующих электрон-дырочных переходов (см. рис.1); б) время затухания сигнала ЧВС легких экситонов (4 и 9), в зависимости от напряжения F внешнего поля

Для того чтобы экспериментально исследовать изменение свойств смешанных (в случае антикроссинга) экситонных уровней, была использована GaAs/AlGaAs ДСКЯ с шириной ям 80\AA и шириной барьера 50\AA и применен спектрально разрешенный метод четырехволнового смешивания (ЧВС) [13]. В качестве источника лазерного излучения использовался перестраиваемый титан – сапфировый лазер с длительностью импульсов 120 фс. Интенсивность сигнала ЧВС уменьшается с увеличением времени задержки экспоненциально с характерным временем затухания T . Время фазовой релаксации T_2 связано с T следующим соотношением: $T_2 = Tn$, где $n = 1/2$ в случае однородно уширенного уровня, и $n = 1/4$ в случае неоднородного уширения [14]. В данной работе мы не будем разделять однородное и неоднородное уширения экспериментально наблюдаемых экситонных линий, так как соотношение этих двух факторов в области антикроссинга заметно отличается от их соотношения для чистых экситонных состояний. Это послужит темой наших последующих исследований. На рис.3а показаны энергетические положения экситонных линий, наблюдаемые в спектре сигнала ЧВС при нулевых задержках в интервале прикладываемых напряжений от 1 до 3 В. Эти линии соответствуют электрон-дырочным переходам 4, 5, 8 и 9, изображенным на рис.1. Смещение экситонных линий относительно расчетных электрон-дырочных переходов позволяет оценить энергию связи экситонов, которая в нашем эксперименте составила примерно 8.8 мэВ. Интенсивности совпадающих экситонных линий, которые соответствуют переходам 4 и 9, значительно превышают интенсивности других линий (5 и 8), которые самостоятельно наблюдаются в спектре сигнала ЧВС только в окрестностях нулевых задержек. Положение экситонной линии 8 при малых напряженностях электрического поля смещено в сторону больших энергий. Это связано с тем, что спектр возбужденных состояний в сигнале ЧВС определяется произведением распределения экситонных состояний со спектром возбуждающего лазерного излучения. Энергетическое положение максимума спектра лазерного излучения подбиралось равным положению экситонов 4 и 9, а его ширина составляла примерно 25 мэВ.

На рис.3б показана зависимость времени затухания сигнала ЧВС T_{LHE} от величины внешнего электрического поля для совмещенных линий (4 и 9) легких экситонов. При увеличении напряженности поля величина T_{LHE} уменьшается, проходя через минимум ($T_{LHE} \approx 1.3$ пс) в области антикроссинга линий легких экситонов с экситоном 5. После чего величина T_{LHE} остается постоянной, пока опять не начинает уменьшаться, достигая своего второго минимума в области антикроссинга легких экситонов с экситоном 8. Так как линии легких экситонов являются оптически разрешенными, время их фазовой релаксации оказывается значительно больше времени фазовой релаксации экситонов 5 и 8. Усредненную величину невозмущенного уровня легких экситонов $T_{LHE} \approx 6.5$ пс для значений F , изменяющихся в интервале от 1.9 до 2.2 В, находим из рис.3б. Уменьшение значения T_{LHE} в областях антикроссинга объясняется смешиванием состояний легких и тяжелых экситонов, подобно рассмотренному выше смешиванию состояний тяжелых дырок $HH_{1(-)}$ и $HH_{1(+)}$. Несмотря на то, что оптические переходы с участием тяжелых экситонов 5 и 8 запрещены правилами отбора, вероятности этих переходов значительно увеличиваются при смешивании с состояниями легких экситонов. При приближении напряженности электрического поля к $F_{res}^{(exc)} \approx 13$ кВ/см (см. рис.3) в спектре ЧВС легких экситонов наблюдаются биения. Период этих биений в точности соот-

ветствует энергетическому расстоянию между легкими экситонами и экситоном 5. При увеличении внешнего поля вероятности переходов 5 и 8 сверхлинейно уменьшаются [11, 15], поэтому в области антикроссинга легких экситонов с экситоном 8 биения практически не наблюдаются, а уменьшение времени фазовой релаксации оказывается меньше, чем в первом случае.

Таким образом, в данной работе показано, что время фазовой релаксации легких экситонов уменьшается по крайней мере в 5 раз благодаря смешиванию волновых функций этих состояний с волновыми функциями оптически запрещенных тяжелых экситонов, что подтверждает предположение о значительном изменении свойств экситонных состояний в области антикроссинга. Важно отметить, что изменение происходит при увеличении внешнего электрического поля всего на 0.3 В (от 1.7 до 2.0 В).

Работа выполнена при поддержке фондов: ГКНТ (грант # 97-1058) и Российского фонда фундаментальных исследований (гранты # 97-02-16833 и # 98-02-16153).

-
1. Doyeol Ahn, IEEE J. Quantum Electron. **25**, 2260 (1989).
 2. Yasunori Tokuda, Kyoza Kanamoto, and Noriaki Tsukada, Appl. Phys. Lett. **56**, 166 (1990).
 3. D.A.Miller, J.S.Weiner, and D.S.Chemla, IEEE J. Quantum Electron. **QE-22**, 1816 (1986).
 4. M.M.Dignam and J.E.Sipe, Phys. Rev. **B43**, 4084 (1991).
 5. Tsuneo Kamizato and Mitsuru Matsuura, Phys. Rev. **B40**, 8378 (1989).
 6. Yasunori Tokuda, Kyoza Kanamoto, Yuji Abe, and Nokiaki Tsukada, Phys. Rev. **B41**, 10280 (1990).
 7. K.Leo, J.Shah, E.O.Gobel et al., Phys. Rev. Lett. **66**, 201 (1991).
 8. D.A.B.Miller, D.S.Chemla, T.C.Damen et al., Phys. Rev. **B32**, 1043 (1985).
 9. A.M.Fox, D.A.B.Miller, G.Livescu et al., Phys. Rev. **B44**, 6231 (1991).
 10. P.M.Young, H.Ehrenreich, P.M.Hui, and N.F.Johnson, J. Appl. Phys. **74**, 7369 (1993); T.Meier, G.von Plessen, P.Thomas, and S.W.Koch, Phys. Rev. Lett. **73**, 902 (1994).
 11. W.L.Bloss, J. Appl. Phys. **67**, 1421 (1989).
 12. Y.J.Chen, E.S.Koteles, B.S.Eلمان, and C.A.Armiento, Phys. Rev. **B36**, 4562 (1987).
 13. J.Erland and I.Balslev, Phys. Rev. **A48**, R1765 (1993).
 14. C.Dornfeld and J.M.Hvam, IEEE J. Quantum Electron. **25**, 904 (1989).
 15. J.Lee, M.O.Vassell, E.S.Koteles, and B.Eلمان, Phys. Rev. **B39**, 10133 (1989).