

Прямые и пространственно непрямые экситоны в GaAs/AlGaAs-сверхрешетках в сильном магнитном поле

© В.Б. Тимофеев, А.И. Тартаковский, А.И. Филин, D. Birkedal*, J. Hvam*

Институт физики твердого тела Российской академии наук,
142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

* Microelectronic Center, The Technical University of Denmark,
DK 2800 Lyngby, Denmark

По спектрам люминесценции и возбуждения люминесценции исследованы энергетический спектр и энергии связи прямых и пространственно непрямых экситонов в GaAs/AlGaAs-сверхрешетках с различными ширинами электронной и дырочной минизон, помещенных в сильное, поперечное гетерослоям магнитное поле. Установлено, что основное состояние непрямых экситонов, образованных электронами и дырками, пространственно разделенными между соседними квантовыми ямами, расположено между основным $1s$ -состоянием прямых экситонов и порогом континуума диссоциированных экситонных состояний в минизонах. Непрямые экситоны имеют значительную силу осциллятора, когда энергия связи экситона превышает масштаб ширины результирующей минизоны. Показано, что сильное магнитное поле трансформирует систему симметрично связанных квантовых ям в сторону слабой связи. При высоких концентрациях экситонов обнаружен эффект конверсии пространственно непрямых экситонов в прямые вследствие экситон-экситонных соударений.

1. Экситонные свойства находятся в центре научных интересов, связанных с изучением оптических и электронных явлений в сверхрешетках на основе полупроводниковых гетероструктур [1–10]. Этот интерес, в частности, связан с пространственно непрямыми экситонами, у которых электрон и дырка локализованы в соседних квантовых ямах, разделенных барьером. Такая ванье-штарковская локализация электронов и дырок установлена и исследована в работах [9,10] в достаточно сильном электрическом поле, перпендикулярном слоям сверхрешетки. Пространственно непрямы экситоны могут существовать в сверхрешетке и без нарушения инверсионной симметрии, однако их локализация в пределах периода сверхрешетки в рассматриваемом случае имеет кулоновскую природу. Магнитное поле (B), перпендикулярное слоям сверхрешетки, существенно воздействует на экситонные состояния: увеличивает расщепление между основными состояниями прямых и пространственно непрямых экситонов и, тем самым, при фиксированной туннельной связи в сверхрешетках трансформирует симметрично связанную систему квантовых ям в сторону слабой связи.

В настоящей работе, на примере GaAs/AlGaAs-сверхрешеток, продемонстрировано, что непрямы экситоны формируются в симметрично связанных квантовых системах при наличии центра инверсии. С этой целью исследовался энергетический спектр прямых и пространственно непрямых экситонов в сверхрешетках при изменении ширины барьера между квантовыми ямами. Использование достаточно сильного магнитного поля, усиливающего кулоновскую связь в экситонах, давало возможность воздействовать на характер связи в сверхрешетках при фиксированной величине барьера.

В работе использовались сверхрешетки, выращенные на основе GaAs/AlGaAs ($x = 0.3$) гетероструктур с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии на изолирующей подложке GaAs, ориентированной вдоль кри-

сталлографического направления [001]. Исследовалось пять сверхрешеток, которые имели одинаковую ширину GaAs-квантовых ям, $L_w = 80 \text{ \AA}$, и отличались ширинами AlGaAs-барьера, L_b , между ямами, а именно: $L_b = 20, 30, 50, 100$ и 200 \AA .

2. В сверхрешетках, начиная с барьеров $L_w = 50 \text{ \AA}$ и меньше, в спектрах возбуждения люминесценции между линиями прямых экситонов на тяжелых дырках, $1sHH$ и $2sHH$, отчетливо наблюдается новая линия — $I(1sHH)$, которая не связана со спектром прямых экс-

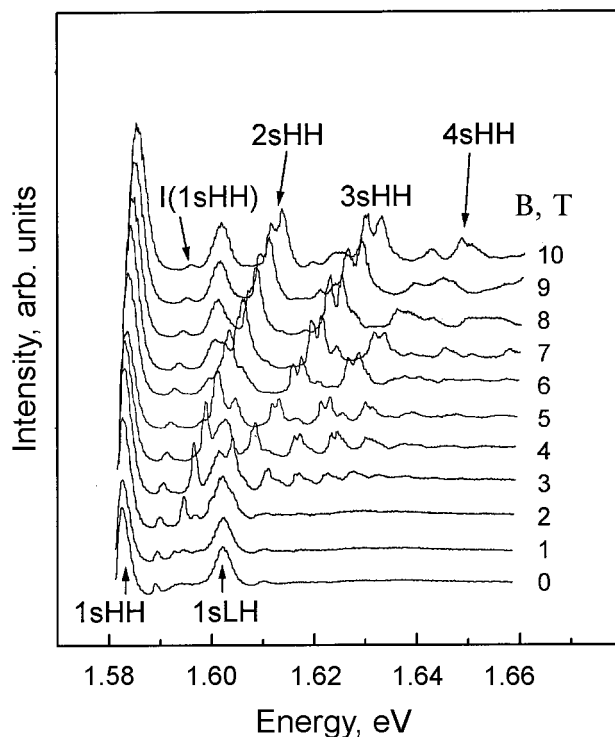


Рис. 1. Спектры возбуждения люминесценции сверхрешетки 80/50/80 в магнитном поле.

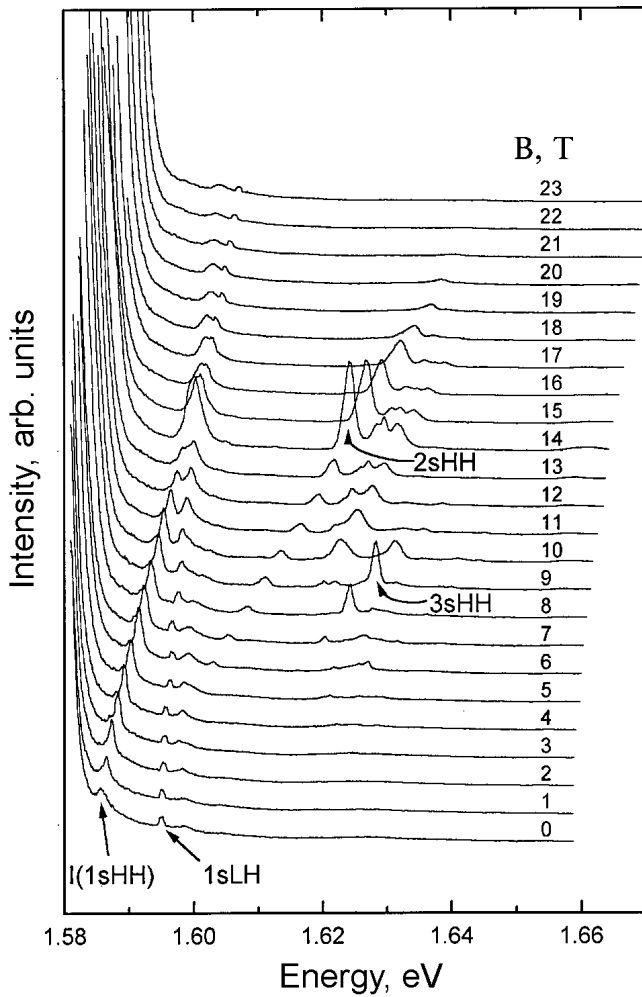


Рис. 2. Спектры возбуждения люминесценции сверхрешетки 80/30/80 в магнитном поле для циркулярной поляризации σ^+ .

итонов (рис. 1, 2). Эта линия в сверхрешетках с узкими барьерами отвечает основному состоянию экситона на тяжелых дырках с пространственно разделенными электроном и дыркой на расстоянии, соответствующем одному периоду сверхрешетки. Таким образом, речь в данном случае идет о пространственно непрямом экситоне, локализованном в аксиальном направлении в пределах одного периода сверхрешетки. В отличие от ванье-штарковской локализации, в данном случае локализация имеет исключительно кулоновское происхождение. Состояние непрямого экситона связано слабее, чем соответствующее состояние прямого экситона. Наибольшая сила осциллятора I -экситона реализуется в сверхрешетках с промежуточным характером туннельной связи. Так, в сверхрешетке 80/30/80 (рис. 2), сила осциллятора непрямого экситона составляет около 10% от величины силы осциллятора прямого экситона на тяжелых дырках. При уменьшении ширины барьера ($L_b = 20 \text{ \AA}$ и меньше) волновая функция непрямого экситона становится все больше протяженной в z -направлении и может охва-

тывать уже несколько периодов сверхрешетки. В этом пределе состояния непрямого экситона становятся все более делокализованными и, в конечном итоге, сливаются с континуумом диссоциированных состояний прямых экситонов [4]. На рис. 3 показано, как ведет себя энергия связи непрямого экситона, а также его сила осциллятора, измеренная относительно прямого экситона, при изменении величины барьера. Видно, что для сверхрешеток с шириной квантовых ям $L_w = 80 \text{ \AA}$ наиболее оптимальные условия для наблюдения пространственно не прямых экситонов реализуются при ширинах квантового барьера около 30 \AA .

На рис. 1 и 2 показаны спектры возбуждения люминесценции для сверхрешеток с барьерами $L_b = 50$ и 30 \AA , измеренные в магнитных полях с шагом 1 Т. Наиболее сильными в спектрах являются линии $1sHH$ - и $1sLH$ -прямых экситонов. С ростом магнитного поля эти экситонные состояния демонстрируют диамагнитный сдвиг, величина которого оказывается большей для экситона с тяжелой дыркой, поскольку это состояние слабее связано, чем $1sHH$ -экситон. При уменьшении ширины барьера ($L_b = 30, 20 \text{ \AA}$) диамагнитный сдвиг $1sLH$ -экситона практически нулевой, так как эффект сверхрешетки наиболее сильный для экситонных состояний с легкой дыркой.

Помимо основных состояний прямых экситонов в спектрах возбуждения люминесценции наблюдаются магнитоэкситоны, соответствующие более высоким состояниям Ландау ($N > 1$). Оптически активны в спектрах только те магнитоэкситоны, которые представляют собой связанные состояния электрона и дырки, принадлежащие одному и тому же уровню диамагнитного квантования (рис. 1 и 2).

Остановимся на диамагнитных свойствах прямых и не прямых экситонов. Диамагнитные поправки к энер-

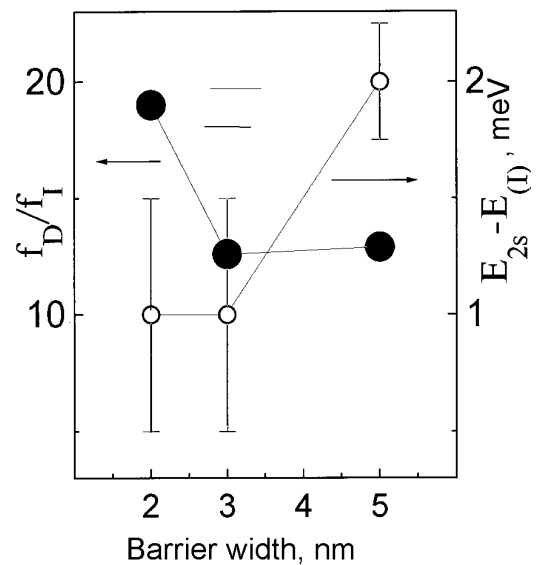


Рис. 3. Поведение энергии связи и силы осциллятора непрямого экситона при изменении ширины барьера в сверхрешетке.

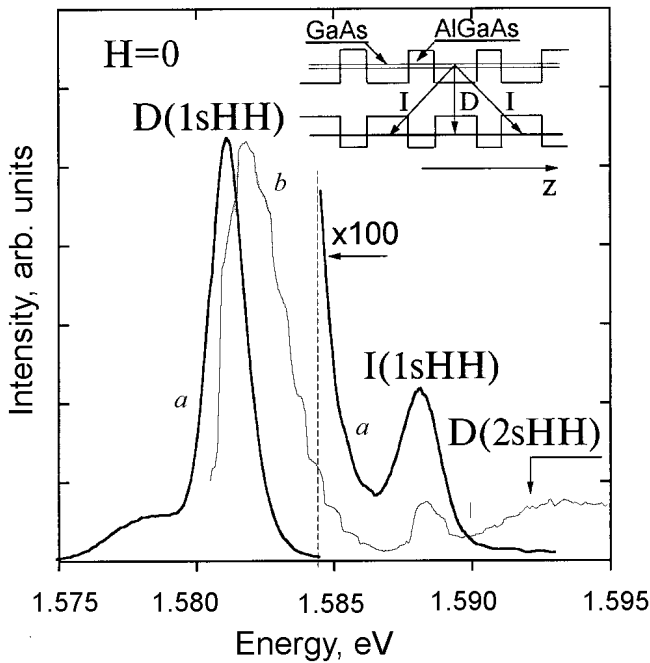


Рис. 4. Спектр фотолюминесценции (кривая *a*) и фрагмент спектра возбуждения ФЛ (кривая *b*) экситонов с тяжелыми дырками.

гии основного состояния пространственно непрямого экситона почти вдвое больше, чем для $1s\ HH$ -экситона и значительно меньше, чем для $2s\ HH$ -экситона. Эта поправка составляет примерно $45\ \mu\text{V}/\text{T}^2$ в сверхрешетке $80/50/80$. Таким образом, очевидно, что $I(HH)$ -экситон не имеет какого-либо отношения к возбужденным состояниям прямых экситонов. Мы заключаем, что $I(HH)$ -линия отвечает основному, $1s$ -состоянию непрямого экситона с пространственно разделенными электроном и дыркой в пределах одного периода сверхрешетки.

3. Пространственно не прямые экситоны наблюдаются и в спектрах люминесценции (рис. 4). Линия не прямых экситонов, $I(1s\ HH)$, расположена в спектре между линиями пространственно прямых экситонов — $D(1s\ HH)$ и $D(2s\ HH)$. Видно, что не прямые экситоны не находятся в тепловом равновесии с прямыми, и фактическая заселенность состояний не прямых экситонов при $T = 1.5\ \text{K}$ на много порядков превосходит термически равновесную (при этих же условиях в спектрах ФЛ отсутствует возбужденное состояние прямого экситона — $D(2s\ HH)$). Столь медленная релаксация непрямого экситона в прямой при слабых стационарных накачках объясняется механизмом нерезонансного туннелирования электрона через барьер, что является медленным процессом. Поведение спектров люминесценции прямых — (D) и не прямых — (I) экситонов при вариации плотности мощности стационарного и импульсного возбуждения иллюстрирует рис. 5. Видно, что в исследованном динамическом диапазоне интенсивность люминесценции

прямых экситонов с высокой точностью линейно зависит от накачки. В то же время люминесценция не прямых экситонов демонстрирует явно нелинейное поведение: сверхлинейный рост при малых уровнях возбуждения и сублинейный рост — при высоких.

Тушение люминесценции не прямых экситонов при больших накачках объясняется процессами неупругих экситон-экситонных соударений. С ростом концентрации не прямых экситонов растет вероятность их парных соударений, благодаря механизму диполь-дипольного взаимодействия, с преобразованием в пространственно прямые экситоны. Схематически этот процесс показан на вставке к рис. 4 и может быть записан следующим образом: $e_k h_{k+1} + e_{k+1} h_k \rightarrow e_k h_k + e_{k+1} h_{k+1} + \text{фотон}$, где $e_k h_{k+1}$ и $e_{k+1} h_k$ — не прямые экситоны с электроном и дыркой, локализованными в различных (k)- и ($k+1$)-квантовых ямах, а $e_k h_k$ и $e_{k+1} h_{k+1}$ — пространственно прямые экситоны. Такой механизм конверсии не требует туннелирования электрона или дырки под барьер и оказывается эффективным при больших плотностях не прямых экситонов.

4. Таким образом, в настоящей работе показано, что оптимальные условия для наблюдения не прямых эксито-

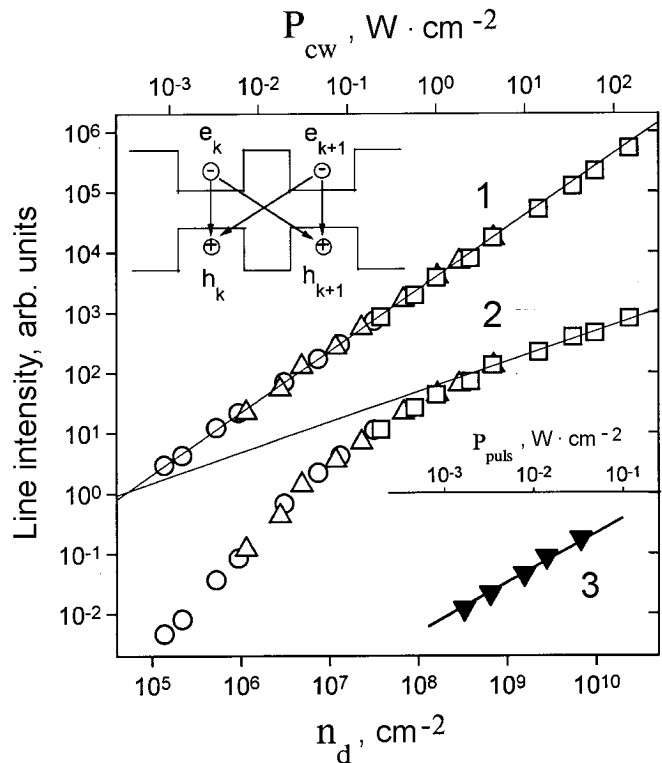


Рис. 5. Интенсивность линий люминесценции прямого (1) и непрямого (2) экситонов в зависимости от концентрации прямых экситонов, 3 — поведение интенсивности линии непрямого экситона при импульсном возбуждении в той же шкале концентраций. Верхняя горизонтальная шкала — плотность мощности возбуждения, нижняя шкала — концентрация прямых экситонов. На вставке приведена схема процесса конверсии не прямых экситонов в прямые.

нов реализуются в условиях, когда кулоновская энергия в экситоне больше масштаба ширины электронно-дырочной минизоны в сверхрешетке. Существенно, что для наблюдения таких состояний не требуется инверсионной симметрии. Сильное магнитное поле, поперечное гетерослоям сверхрешетки, усиливающее кулоновскую связь в экситоне, трансформирует систему взаимодействующих квантовых ям в сторону слабой связи.

Настоящая работа выполнялась при финансовой поддержке Российского фонда фундаментальных исследований (грант 96-02-17535), Межведомственной научно-технической программы "Физика твердотельных наноструктур", а также INTAS (грант 95-IN-RU-576).

Список литературы

- [1] H. Chu, Y.-C. Chang. Phys. Rev. **B36**, 2946 (1987).
- [2] A. Chomette, B. Lambert, B. Deveaud, F. Clerot, A. Regreny, G. Bastard. Europhys. Lett. **4**, 461 (1989).
- [3] H. Chu, Y.-C. Chang. Phys. Rev. **B39**, 10 861 (1989).
- [4] D.M. Whittaker. Phys. Rev. **B41**, 3238 (1990).
- [5] P.M. Young, H. Ehrenreich, P.M. Hui, N.F. Johnson. J. Appl. Phys. **74**, 12, 7369 (1993).
- [6] B. Deveaud, A. Chomette, F. Clerot, A. Regreny, J.C. Maan, R. Romestain, G. Bastard. Phys. Rev. **B40**, 5802 (1989).
- [7] K. Fujiwara, K. Kawashima, T. Yamamoto, N. Sano, R. Gingolani, H.T. Grahn, K. Ploog. Phys. Rev. **B49**, 1809 (1994).
- [8] K. Fujiwara, Y. Kawashima, T. Yamamoto, K. Ploog. Sol. Stat. Electron. **37**, 889 (1994).
- [9] E. Mendez, F. Agulli-Rueda, F. Hong. Phys. Rev. Lett. **60**, 3426 (1988).
- [10] P. Voisin, J. Bleuse, C. Bouche, S. Gaillard, C. Alibert, A. Regreny. Phys. Rev. Lett. **61**, 1639 (1988).