

ФАЗОВАЯ ДИАГРАММА МАГНИТОЭКСИТОНОВ В НАНОРАЗМЕРНЫХ ГЕТЕРОСИСТЕМАХ НА ОСНОВЕ ФЕРРОМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Ю.Ф. Головнев, А.Б. Лаковцев

Исследуются наноразмерные гетеросистемы на основе ферромагнитных полупроводников. В них рассматривается возможность получения конденсированного состояния из нижайших по энергии триплетных экситонов. Рассчитаны основные параметры, при которых возможна экситонная бозе-конденсация (БК).

Ключевые слова: экситон, бозе-конденсация, энергия связи, время жизни.

Большинство современных как экспериментальных, так и теоретических работ в области низкоразмерных наноструктур связаны с изучением гетеросистем на основе арсенида галлия. В последнее время исследователи обратились к изучению сверхрешеток, включающих ферромагнитные полупроводники. В продолжение этих работ нами изучались наноразмерные гетеросистемы типа ферромагнитный-парамагнитный полупроводники, в частности EuS/SmS, EuS/PbS, которые удовлетворяют всем требованиям при моделировании сверхрешеток по Кремеру и Алферову [1-3]. Для таких наносистем уже проведен анализ минизонной структуры, транспортных свойств с учетом спиновой поляризации носителей тока и предприняты первые попытки оценить условия образования в них экситонов высокой плотности [4-6].

Коллективные свойства экситонов интенсивно изучаются с момента предположения о возможности их бозе-конденсации (БК) и сверхтекучести [7, 8]. Особый интерес представляет изучение конденсации экситонов в низкоразмерных полупроводниковых гетеросистемах [9-11]. Получению БК в экситонной системе благоприятствуют малая масса частиц, а, следовательно, сравнительно высокие температуры перехода, возможность изменять плотность экситонного газа, наличие собственной экситонной люминесценции, анализ спектра которой позволяет отслеживать распределение квазичастиц по энергии, а также фиксировать сам факт БК. И, наконец, для реализации конденсированной фазы, экситоны должны обладать большой энергией связи, силой осциллятора и временем жизни [6].

Если для получения БК использовать только одиночные квантовые ямы, то исследователь сталкивается с тем, что время жизни экситонов в них мало (порядка 50 не при температуре 350 мК) [12] и недостаточно для охлаждения газа экситонов до критической температуры. Далее, для увеличения времени жизни экситонов необходимо использовать гетеросистемы, в которых электроны и дырки находятся в разных квантовых ямах, т.е. разделены барьером и образуют пространственно не прямой триплетный экситон, и перекрытие волновых функций электрона и дырки экспоненциально уменьшается с увеличением расстояния между ними. Это приводит к значительному увеличению времени жизни экситона. В работе [8] было обнаружено, что время жизни таких экситонов может на несколько порядков возрастать по сравнению с временем жизни экситонов в одиночной квантовой яме.

Критическая температура T_{BC} , при которой зарождается БК, зависит от плотности экситонного газа n и эффективной массы m частиц его составляющих [10]:

$$T_{BC} \sim \frac{\hbar^2}{m_*} n^{2/3}, \quad (1)$$

где \hbar - постоянная Планка. Очевидно, что наблюдать БК при высоких температурах (близких к комнатным) можно только в системах, состоящих из легких бозонов, эффективная масса которых сравнима с массой свободного электрона - экситонов Ванье-Мотта или поляритонов. С этой точки зрения наиболее перспективными являются наноструктуры на основе ферромагнитных полупроводников типа EuO, EuS, SmS.

В сверхрешетках из ферромагнитного (EuS) и парамагнитного (PbS) полупроводников создаются стабильные экситонные состояния с высокой энергией связи и силой осциллятора. В таких гетероструктурах электроны и дырки могут локализовываться в различных «закрытых» [9]

квантовых ямах, образованных $4f^7$ -уровнями в запрещенных зонах барьерных слоев халькогенида европия.

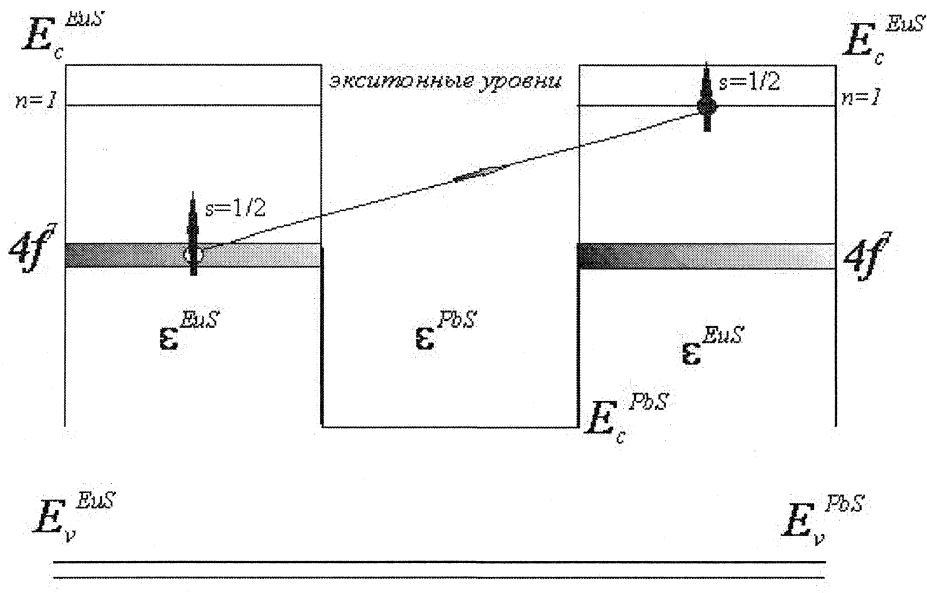


Рис. 1. Образование межъямного триплетного магнитного экситона в нанослоях моносульфида европия

Они связываются в непрямые триплетные экситоны (рис. 1) с большим временем жизни вследствие слабого перекрытия волновых функций. Причиной этого является парамагнитный слой, разделяющий квантовые ямы [13-15]. Дипольный момент межъямных экситонов в основном состоянии препятствует связыванию их в молекулы. Такие экситоны накапливаются и охлаждаются до температур, при которых возможна БК. Для нанослоев из халькогенида европия эти температуры оказываются не ниже 16 К.

В наших исследованиях в гетероструктуре EuS/PbS/EuS изучалась система взаимодействующих между собой частиц (экситонов), создаваемых внешней накачкой. Если выполняется условие $\frac{dn}{dt} = 0$, т.е. скорость генерации частиц не зависит от времени, то в системе устанавливается стационарное состояние, при котором число возникающих и диссоциирующих частиц находится в динамическом равновесии. Хотя само стационарное состояние может изменяться из-за конечности времени жизни этих квазичастиц.

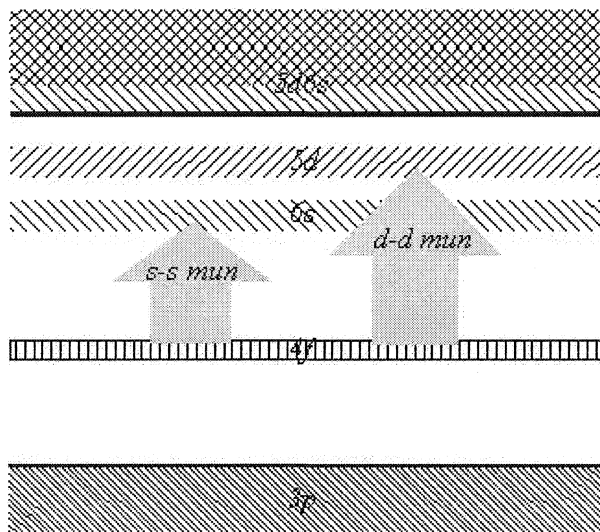


Рис. 2. Схема энергетических уровней моносульфида европия в соответствии с моделью магнитного экситона

Тяжелая дырка магнитного экситона находится в узкой $4f$ -зоне сульфида европия, поэтому такое возбуждение является статическим образованием. Оптически активный электрон $d-d$ типа (рис. 2) обладает тем же типом симметрии, что и дырка (7P), и локализуется в точке X_7 . Энергия магнитного экситона включает в себя энергию $d-f$ -обменного взаимодействия:

$$H = -2 \sum_n J_{in}^d \sigma_i S_n, \quad (2)$$

где σ_i и S_n - спиновые операторы электрона магнитного экситона и $4f$ -атомов Ей в n -м узле, J_{in}^d - константа обменного взаимодействия.

Собственные значения энергии системы для гамильтониана (2) можно получить, используя соответствующий базис волновых функций [16]:

$$\langle \Psi^{S_c, S_c+1}, + | 2\sigma S_c | \Psi^{S_c, S_c+1}, + \rangle = S_c, \quad (3)$$

$$\langle \Psi^{S_c, S_c+1}, - | 2\sigma S_c | \Psi^{S_c, S_c+1}, - \rangle = -(S_c + 1), \quad (4)$$

$$\langle \Psi^{S_u, S_u+1}, + | 2\sigma S_u | \Psi^{S_u, S_u+1}, + \rangle = S_u, \quad (5)$$

$$\langle \Psi^{S_u, S_u+1}, - | 2\sigma S_u | \Psi^{S_u, S_u+1}, - \rangle = -(S_u + 1), \quad (6)$$

где $S_c = 7/2$ - спин центрального иона европия, $S_u = 42$ - сумма спинов ближайших двенадцати соседей. Тогда собственные значения энергий для состояний (3)-(6) составят:

$$E | \Psi^{S_c, S_c+1}, + \rangle = -7/2 J_0 - 42 J_1, \quad (7)$$

$$E | \Psi^{S_c, S_c+1}, - \rangle = -7/2 J_0 + 43 J_1, \quad (8)$$

$$E | \Psi^{S_u, S_u+1}, + \rangle = 9/2 J_0 - 42 J_1, \quad (9)$$

$$E | \Psi^{S_u, S_u+1}, - \rangle = 9/2 J_0 + 43 J_1. \quad (10)$$

Величину обменного интеграла (при поглощении) можно определить как

$$I_{df} = \sum_n J_{in}^d = 57,161 \text{ мэВ},$$

где \sum_n - сумма по ближайшим соседям.

Величина обменного интеграла, полученная при анализе спектра испускания, оказалась равной 97,582 мэВ. Различие в значениях можно объяснить, если учесть, что при образовании экситона его электрон воздействует на ближайшее окружение центрального иона, поэтому процесс рекомбинации происходит в условиях искаженной решетки. В итоге, к моменту аннигиляции волновая функция электрона простирается на большее расстояние, чем в момент рождения.

Энергия связи экситона, т.е. разность между максимальным и минимальным значениями энергий, оказалась равной $\Delta E = 0,4$ эВ.

Излучательное время жизни экситонов с образованием фотона можно оценить исходя из процесса одноэкситонной рекомбинации [11]:

$$\tau_{phot} = \frac{\pi c}{L^2 k_0^2}, \quad (11)$$

где L - эффективная константа взаимодействия.

При диссоциации экситонов с участием фононов время их жизни равно [17]:

$$\tau_{phon} = \frac{(2\pi\hbar)^{3/2} e^{\frac{E}{kT}}}{\sqrt{3} (kT)^2 \mu \sigma}, \quad (12)$$

где E - энергия связи экситона, $\mu = \frac{m_e m_h}{m_e + m_h}$ - приведенная масса экситона, σ - эффективное сечение взаимодействия с фононом.

Как видно из расчетов для сульфида европия (рис. 3), в области гелиевых температур наблюдается значительный рост времени жизни, вплоть до $\tau_{phon} = 10$ с (в районе абсолютного нуля). Энергия связи триплетных экситонов, определяемая полным спектром, т.е. с учетом зееманского расщепления, оказалась равной 0,6 эВ.

С повышением температуры наблюдается заметное уменьшение времени жизни. По-видимому, это связано с тем, что расчетная формула (12) не позволяет оценить его для высоких температур. Следует заметить для сравнения, что экспериментальное измерение времени жизни экситонов в Cu_2O оказалось значительно ниже: $\tau_{phot} \approx \tau_{phon} \approx 10^{-5}$ с.

Аналогично, можно предположить, что τ_{phot} для халькогенида европия также будет на несколько порядков превышать соответствующее значение в Cu_2O , Причиной этого является, прежде всего, гигантское значение силы осциллятора экситонного перехода в ферромагнитных полупроводниках [18]:

$$f_{mn} = \frac{2m(E_m - E_n)}{\hbar^2} \left| \langle \psi_m^* | U_{mn} | \psi_n \rangle \right|^2, \tag{13}$$

где ψ_n^* и ψ_m – волновые функции исходного и конечного состояний, которые подбирались авторами работы [19] в виде:

$$\Psi_n = c_1 \phi_1 \begin{vmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} + c_2 \phi_2 \begin{vmatrix} \phi_1 \\ 0 \\ -\phi_1 \\ 0 \end{vmatrix} + c_3 \phi_3 \begin{vmatrix} 0 \\ (i/\sqrt{3})(\varepsilon_2 + i\varepsilon_1) \\ i\varepsilon_3/\sqrt{3} \\ 0 \end{vmatrix} + c_4 \phi_4 \begin{vmatrix} 0 \\ (2/\sqrt{15})(\varepsilon_1 - i\varepsilon_2) \\ (1/\sqrt{15})i\varepsilon_3 \\ -(1/\sqrt{5})(\varepsilon_1 - i\varepsilon_2) \end{vmatrix},$$

$$\Psi_m = c_1 \phi_1 \begin{vmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \\ 0 \end{vmatrix} + c_2 \phi_2 \begin{vmatrix} 0 \\ -\phi_1 \\ 0 \\ -\phi_2 \end{vmatrix} + c_3 \phi_3 \begin{vmatrix} -(\varepsilon_1 + i\varepsilon_2)/\sqrt{3} \\ 0 \\ 0 \\ i\varepsilon_3/\sqrt{3} \end{vmatrix} + c_4 \phi_4 \begin{vmatrix} 0 \\ 0 \\ -(1/\sqrt{5})(\varepsilon_1 - i\varepsilon_2) \\ -i(\sqrt{3/5})\varepsilon_3 \end{vmatrix}.$$

где $\varepsilon_1 = yz$, $\varepsilon_2 = xz$, $\varepsilon_3 = xy$ – базисные функции представления Γ'_{25} , либо $\varepsilon_1 = z^2 - \frac{1}{2}(x^2 + y^2)$,

$\varepsilon_2 = \frac{\sqrt{3}}{2}(x^2 - y^2)$ – базисные функции представления Γ_{12} , $\phi_1 = \frac{1}{\sqrt{\pi}} e^{-r/r_1} r_1^{-3/2}$,

$$\phi_2 = \frac{1}{3\sqrt{\pi}} e^{-r/r_2} r_2^{-7/2}, \quad \phi_3 = \sqrt{\frac{2}{3\pi}} e^{-r/r_2} r_2^{-7/2},$$

$$\phi_4 = \sqrt{\frac{2}{3\pi}} e^{-r/r_3} r_3^{-7/2}, \quad c_1, c_2, c_3, c_4 - \text{константы,}$$

удовлетворяющие условию нормировки

$$\sum_{i=1}^4 c_i^2 = 1.$$

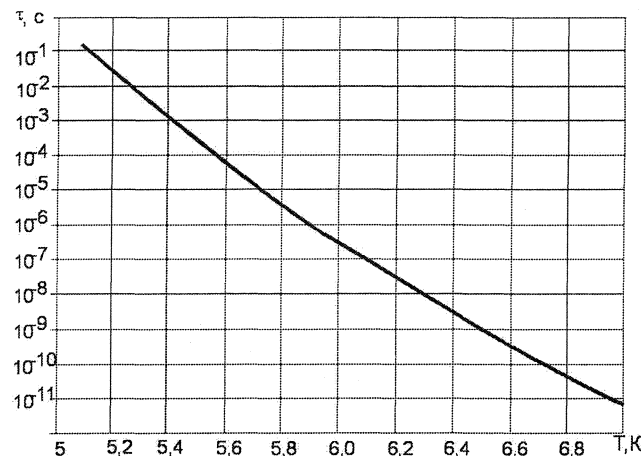


Рис. 3. Время жизни экситонов в зависимости от температуры

Действительно, из численных расчетов для разрешенного перехода $\Gamma'_{25} \rightarrow \Gamma_{12}$ было получено значение силы осциллятора $f \sim 0,02$, что на четыре порядка выше, чем для Cu_2O .

Тот же результат можно получить, проведя вычисления силы осциллятора, используя полуэмпирическую формулу [20]:

$$f = mc(\pi e^2 N)^{-1} \int \alpha dv,$$

где N - концентрация ионов; α - коэффициент поглощения; ν - частота света.

Результаты расчетов позволяют сделать следующие выводы:

- процесс БК должен быть обнаружен в интервале экситонных плотностей от 10^9 см^{-2} до 10^{12} см^{-2} при температуре не выше 16 К;

- в области гелиевых температур время жизни экситонов в ферромагнитных полупроводниках достигает 10 с;

- экситонным комплексам в ферромагнитных полупроводниках (связь их с магнотонами) соответствует гигантская сила осциллятора.

На их основе можно предложить следующую фазовую диаграмму конденсации межъямных экситонов в сульфиде европия (рис. 4).

Все это дает возможность заключить, что гетероструктуры на основе ферромагнитных полупроводников с гигантской силой осциллятора экситонного перехода оказываются наиболее перспективными с точки зрения возможности получения в них БК.

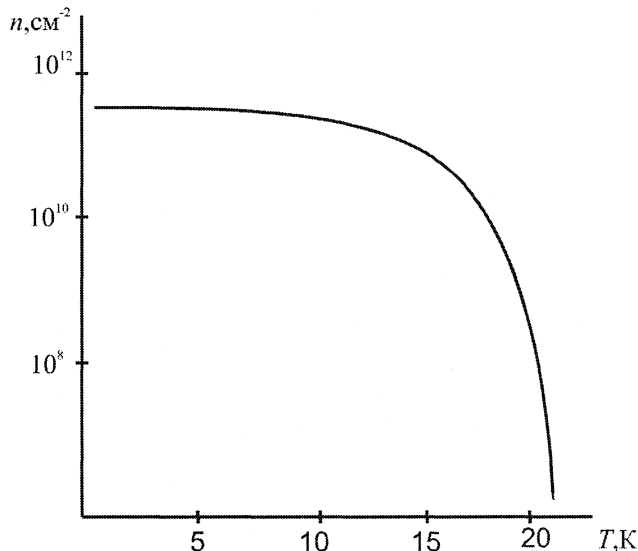


Рис. 4. Фазовая диаграмма конденсации экситонов

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант № 08-01-00790-а.

Литература

1. Алферов, Ж.И. Двойные гетероструктуры: концепция и применения в физике, электронике и технологии / Ж.И. Алферов // УФН. - 2002. - Т. 172, № 9. - С. 1068-1086.
2. Кремер, Г. Квазиэлектрическое поле и разрывы зон / Г. Кремер // УФН. - 2002. - Т. 172, № 9. - С. 1087-1101.
3. Головнев, Ю.Ф. Расчет зонной структуры в приближении огибающей функции для сверхрешеток из магнитных полупроводников / Ю.Ф. Головнев, А.В. Парамонов // Тез. док. Всероссийской научной конференции «Современные проблемы математики, механики, информатики». Тула, 2002. - С. 89-91.
4. Головнев, Ю.Ф. Резонансное туннелирование в сверхрешетках на основе ферромагнитных полупроводников / Ю.Ф. Головнев, Л.В. Никольская, А.В. Ермолов // Тез. док. 4-й Международной конференции «Фундаментальные и прикладные проблемы физики». - Саранск, 2003. - С. 95.
5. Головнев, Ю.Ф. Решение системы волновых уравнений для периодических структур методом трансферных матриц / Ю.Ф. Головнев, Л.В. Никольская, А.В. Ермолов // Известия ТГУ. Серия «Математика. Механика. Информатика». - 2003. - Т. 9. - Вып. 2. - С. 47-52.
6. Головнев, Ю.Ф. Эситоны в сверхрешетках PbS-EuS / Ю.Ф. Головнев, Л.В. Никольская // Известия ТулГУ. Серия «Физика». - 2005. - Вып. 5. - С. 104-110.
7. Blatt, J.M. Bose-Einstein condensation of excitons / J.M. Blatt, K. Bower, W. Brandt // Phys. Rev. - 1962. - V. 126. - P. 1691-1692.
8. Москаленко, С.А. Обратимые оптико-гидродинамические явления в неидеальном экситонном газе / С.А. Москаленко // ФТТ. - 1962. - Т. 4, № 1. - С. 276.
9. Головнев, Ю.Ф. Прямые и межъямные экситоны в гетероструктурах на основе редкоземельных полупроводников / Ю.Ф. Головнев, А.Б. Лаковцев // Известия ТулГУ. Серия «Естественные науки». - 2008. - Т. 1. - Вып. 1. - С. 126-136.
10. Бозе-конденсация межъямных экситонов в двойных квантовых ямах / А.В. Ларионов, В.Б. Тимофеев, П.А. Ни и др. // Письма в ЖЭТФ. - 2002. - Т. 75, № 11. - С. 689-694.

11. Лозовик, Ю.Е. Стимулированное многофотонное излучение экситонным бозе-конденсатом / Ю.Е. Лозовик, И.В. Овчинников // Письма в ЖЭТФ. - 2002. - Т. 75, № 11. - С. 603-608.
12. Свидетельство конденсации экситонов в двойных квантовых ямах / Л.В. Бутов, А. Цренер, М. Хагн и др. // УФН. - 1996. - Т. 166, № 7. - С. 801-803.
13. Головнев, Ю.Ф. Прямые и межъямные экситоны в магнитных наноструктурах / Ю.Ф. Головнев, Л.В. Никольская // Известия РАН. Физика. - 2007. - Т. 71, № 11. - С. 1664-1666.
14. Golovnev, J.F. Heterostructures from magnetic and paramagnetic semiconductors for spintronics / J.F. Golovnev, A.B. Lakovtsev // 3rd international conference on physics of electronic materials РНУЕМ. - Kaluga, 2008. - С. 244-247.
15. Головнев, Ю.Ф. Коллективные свойства триплетных экситонов в гетероструктурах на основе ферромагнитных полупроводников / Ю.Ф. Головнев, А.Б. Лаковцев // Материалы XXI Междунар. школы-семинара НМММ. - М., 2009. - С. 606-607.
16. Yanase, A. Mechanisms for the Anomalous Properties of Eu-Chalcogenides Alloys / A. Yanase, T. Kasuya // Phys. Soc. Japan. - 1968. - V. 25. - P. 1025-1042.
17. Нокс, Р. Теория экситонов / Р. Нокс. - М.: Мир, 1966. - 219 с.
18. Рашба, Э.И. Гигантские силы осцилляторов, связанные с экситонными комплексами / Э.И. Рашба // ФТП. - 1974. - Т. 8, № 7. - С. 1241-1256.
19. Бир, Г.Л. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. / Г.Л. Бир, Г.Е. Пикус. - М.: Наука, 1972. - 584 с.
20. Метфессель, Э. Магнитные полупроводники / Э. Метфессель, Д. Маттис. - М.: Мир, 1972. - 406 с.

Поступила в редакцию 25 сентября 2009 г.

PHASE DIAGRAM OF MAGNETIC EXCITONS IN NANOSIZE HETEROSYSTEMS ON BASE FERROMAGNETIC SEMICONDUCTOR

In work are investigated nanodimensional heterosystems on the basis of ferromagnetic semiconductors. In them possibility of reception of the condensed condition from lowermost on energy triplet excitons is considered. Key parametres at which boze-condensation of excitons is possible are calculated.

Keywords: exciton, boze-condensation, energy of communication, life time.

Golovnev Yury Filippovich - Dr.Sc. (Physics and Mathematics), Professor, General and Theoretical Physics Department, Tula State Pedagogical University.

Головнев Юрий Филиппович - профессор, доктор физико-математических наук, заведующий кафедрой общей и теоретической физики, ГОУ ВПО «Тульский государственный педагогический университет им. Л.Н. Толстого».

e-mail: physics@tspu.tula.ru

Lakovtsev Alexey Borisovieh - Post-graduate student, General and Theoretical Physics Department, Tula State Pedagogical University.

Лаковцев Алексей Борисович - аспирант, кафедра общей и теоретической физики, ГОУ ВПО «Тульский государственный педагогический университет им. Л.Н. Толстого».

e-mail: alex_lak@rambler.ru