
ФИЗИКА

PHYSICS

УДК 530.1

ББК 22.31

Г 61

Головнев Ю.Ф.

Доктор физико-математических наук, профессор, зав. кафедрой общей и теоретической физики факультета математики, физики и информатики Тульского государственного педагогического университета имени Л.Н. Толстого, Тула, тел. (4872) 35-59-06 (доб. 2091), e-mail: physics@tspu.tula.ru

Лаковцев А.Б.

Кандидат физико-математических наук, ассистент кафедры общей и теоретической физики факультета математики, физики и информатики Тульского государственного педагогического университета имени Л.Н. Толстого, Тула, тел. (4872) 35-59-06 (доб. 2091), e-mail: alex_lak@rambler.ru

Сидорова И.Г.

Аспирант кафедры общей и теоретической физики факультета математики, физики и информатики Тульского государственного педагогического университета имени Л.Н. Толстого, Тула, тел. (4872) 35-59-06 (доб. 2091), e-mail: physics@tspu.tula.ru

Коллективные свойства экситонов в наносистеме EuO – SrO*

(Рецензирована)

Аннотация

Исследуются межъямные экситоны в гетеросистеме EuO – SrO. Для данной системы определены условия бозе-эйнштейновской конденсации экситонов. Установлено, что при температуре ниже критической имеются две устойчивые коллективные фазы экситонов.

Ключевые слова: экситон, ферромагнитный полупроводник, оксид европия

Golovnev Y.F.

Doctor of Physics and Mathematics, Professor, Head of General and Theoretical Physics Department, Faculty of Mathematics, Physics and Computer Science, Tula State Pedagogical University named after L.N. Tolstoy, Tula, ph. (4872) 35-59-06 (2091), e-mail: physics@tspu.tula.ru

Lakovtsev A.B.

Candidate of Physics and Mathematics, Assistant of General and Theoretical Physics Department, Faculty of Mathematics, Physics and Computer Science, Tula State Pedagogical University named after L.N. Tolstoy, Tula, ph. (4872) 35-59-06 (2091), e-mail: alex_lak@rambler.ru

Sidorova I.G.

Post-graduate student of General and Theoretical Physics Department, Faculty of Mathematics, Physics and Computer Science, Tula State Pedagogical University named after L.N. Tolstoy, Tula, ph. (4872) 35-59-06 (2091), e-mail: physics@tspu.tula.ru

Collective properties of excitons in EuO – SrO nanosystem

Abstract

The work examines indirect excitons in EuO – SrO heterosystem. For this system, conditions of Bose-Einstein condensation of excitons are defined. It is established that at temperature below critical there are two steady collective phases of excitons.

Keywords: exciton, the ferromagnetic semiconductor, europium oxide.

Интерес к спиновым явлениям в наноразмерных сверхрешетках растет в связи с возможностью их практического применения в спектроскопии и спинтронных приборах. При электрическом смещении в двойных квантовых ямах (ДКЯ) возбуждаются экситоны, у которых дырка и электрон оказываются в различных квантовых ямах и разделены тунельно прозрачным барьером. Такие экситоны являются долгоживущими, поэтому их можно накапливать до высоких плотностей и охлаждать до низких темпе-

* Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ, грант 11-02-97500-р_центр_а.

ратур, когда они обнаруживают коллективное поведение, что проявляется в сужении линии фотолюминесценции и сдвиге ее в длинноволновую сторону. Изучение температурной зависимости времени спиновой релаксации показало ее резкое увеличение для межъямных экситонов (МЭ), что связывается с когерентностью коллективной фазы последних при низких температурах, а механизмом, ответственным за спиновую релаксацию, является обменное взаимодействие [1-3].

При помещении полупроводниковой сверхрешетки в электрическое поле электрон и дырка смещаются, что ослабляет рекомбинацию и увеличивает время жизни экситонов. Это способствует образованию квазиравновесного бозе-конденсата (БК) из них, а из-за малой массы экситонов конденсация происходит при более высоких температурах, чем для атомных систем.

Квазидвумерные полупроводниковые системы являются эффективными средами для получения БК из экситонов, которые могут возникать в туннельносвязанных квантовых ямах (КЯ) наноразмерных сверхрешеток, где возбужденные электроны и дырки разделены и в тоже время связаны кулоновским притяжением. Из-за дипольного отталкивания они не образуют экситонных молекул, а время жизни их превосходит характерные времена термализации. БК из МЭ образуется в условиях пространственного ограничения их свободного движения. Поиск материалов для наноразмерных систем с такими параметрами приводит к ферромагнитным полупроводникам типа EuO и EuS. При получении бездефектных гетеропереходов монооксида европия подходит нанослой SrO, а EuS слои из PbS или SmS [4].

В наноразмерных гетеросистемах EuO – SrO, где ширина запрещенной зоны SrO составляет 5,8 эВ, а в нанослое EuO равна 3,6 эВ, барьерной прослойкой является окись стронция, а квантовые ямы образованы EuO, которая является ферромагнитной при $T < 70K$. Ферромагнитный катион-катионный обмен понижает энергию $5d$ -состояния на 0,5 эВ и краю поглощения при возбуждении триплетных (магнитных) экситонов, который соответствует переходу $4^7f(^8S_{7/2}) \rightarrow 4^6f(F_0)5d_{i_{2g}}$, отвечает энергия $\sim 1,1$ эВ. Оптические электронные состояния лежат ниже пустых состояний $5d$ -зоны, а энергетические уровни вблизи дна зоны проводимости описываются модифицированной формулой Ридберга [5]

$$E_n = -\frac{1}{2} \left[A(S_e + S_h) + \frac{\mu e^4}{\hbar^2 \epsilon^2 n^2} \right], \quad (1)$$

где A – интеграл косвенного обмена, μ – приведенная масса, S_{eh} – спины электрона (дырки), ϵ – диэлектрическая проницаемость слоя EuO; $n = 1, 2, \dots$

При большом оптическом возбуждении в наноразмерных гетеросистемах EuO-SrO могут сосуществовать электроны, дырки и экситоны высокой плотности, и получение фазовых диаграмм для них является трудной задачей, которую можно решить в приближении среднего поля. Экситоны в этой модели являются ортоэкситонам, и взаимодействие между ними будет отталкивательным. В таком случае две дырки и два электрона с параллельными спинами не образуют связанное состояние экситонной молекулы. Это позволяет получить качественное описание двух фазовых переходов: бозе-эйнштейновскую конденсацию экситонов и переход экситонного газа в состояние вырожденной электронно-дырочной фазы. Если учесть кулоновское взаимодействие электронов и дырок, а также отталкивание между экситонами и т.д., то окажется, что все три вида квазичастиц находятся в ферромагнитном состоянии по спину, а соответствующий гамильтониан имеет вид [6]:

$$\hat{H} = \sum_k (E_e - \mu_e) a_k^+ a_k + \sum_k (E_h - \mu_h) b_k^+ b_k + \sum_k (E_{ex} - \mu_{ex}) c_k^+ c_k + \frac{1}{2} \sum_{\bar{k}, \bar{p}, \bar{q}} V_{\bar{q}} \left[a_{\bar{k}+\bar{q}}^+ a_{\bar{p}-\bar{q}}^+ a_{\bar{p}} a_{\bar{k}} + b_{\bar{k}+\bar{q}}^+ b_{\bar{p}-\bar{q}}^+ b_{\bar{p}} b_{\bar{k}} - 2a_{\bar{k}+\bar{q}}^+ b_{\bar{p}-\bar{q}}^+ b_{\bar{p}} a_{\bar{k}} \right] + \frac{U_0}{V} \sum_k \left[a_{\bar{k}+\bar{p}}^+ c_{\bar{p}-\bar{q}}^+ c_{\bar{p}} a_{\bar{k}} + b_{\bar{k}+\bar{p}}^+ c_{\bar{p}-\bar{q}}^+ c_{\bar{p}} b_{\bar{k}} \right] + \frac{W_0}{V} \sum_k c_{\bar{k}+\bar{q}}^+ c_{\bar{p}-\bar{q}}^+ c_{\bar{p}} c_{\bar{k}}, \quad (2)$$

где $a_{\vec{k}}, b_{\vec{k}}, c_{\vec{k}}$ – операторы уничтожения электронов, дырок и экситонов соответственно,

μ_e, μ_h, μ_{ex} – химические потенциалы; $E_e = E_g + \varepsilon_e$, $E_h = \varepsilon_h$, $E_{ex} = \varepsilon_{ex}$, $\varepsilon_i = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_i}$ ($i = e, h$);

$E_{ex} = E_g - E_n + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{ex}}$, $m_{ex} = m_e + m_h$; $V_{\vec{q}} = \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_0 V q^2}$, $u_0 = 24\pi a_{ex}^3 \cdot E_n$, $W_0 = \frac{26}{3} \pi a_{ex}^3 E_n$.

При построении фазовых диаграмм нужно определить термодинамический потенциал ψ , который связан с суммой состояний $\psi = -kT \ln z$. Диагональная часть z может быть получена из выражения

$$z = Sp e^{-\frac{(\hat{H} - \sum_{i=1}^3 \mu_i \hat{N}_i)}{kT}},$$

где $\sum_{i=1}^3 \mu_i \hat{N}_i = \mu_e \hat{N}_e + \mu_h \hat{N}_h + \mu_{ex} \hat{N}_{ex}$, $\hat{N}_e, \hat{N}_h, \hat{N}_{ex}$ – операторы числа частиц. В случае установившегося равновесия имеем $e + h \leftrightarrow ex$, что приводит к равенству

$$\mu_e + \mu_h = \mu_{ex}.$$

Исходя из вариационного принципа Боголюбова [7], можно верхний предел потенциала ψ получить из выражения $\psi_M = \psi_{np} + \langle \hat{H} - \hat{H}_{np} \rangle$, где $\psi_{np} = -kT \ln z_{np}$,

$$z_{np} = Sp e^{-\frac{\hat{H}_{np}}{kT}}, \quad \langle \hat{H} - \hat{H}_{np} \rangle = \frac{Sp \left[(\hat{H} - \hat{H}_{np}) \cdot e^{-\frac{\hat{H}_{np}}{kT}} \right]}{Sp e^{-\frac{\hat{H}_{np}}{kT}}}.$$

Гамильтониан \hat{H}_{np} выбирается диагональным в виде суммы одночастичных слагаемых

$$\hat{H}_{np} = \sum_{\vec{k}} [E_e - \mu_e + \sum_e(\vec{k})] a_{\vec{k}}^+ a_{\vec{k}} + \sum_{\vec{k}} [E_h - \mu_h + \sum_h(\vec{k})] b_{\vec{k}} b_{\vec{k}} + \sum_{\vec{k}} [E_{ex} - \mu_{ex} + \sum_{ex}(\vec{k})] c_{\vec{k}}^+ c_{\vec{k}}, \quad (3)$$

где $\sum_e(\vec{k}), \sum_h(\vec{k}), \sum_{ex}(\vec{k})$ – собственно энергетические части, которые получают из условия минимума ψ_M (в чем и заключается приближение метода среднего поля). Далее вычисляется пробная сумма состояний ψ_{np} . Это позволяет с помощью пробного гамильтониана \hat{H}_{np} найти средние значения чисел заполнения $\bar{n}_e, \bar{n}_h, \bar{n}_{ex}$. Средние числа частиц \hat{N}_i зависят от собственно энергетических частей $\sum_i(\vec{k})$, которые связаны с отношениями \hat{N}_i/V . Тогда приходим к самосогласованной задаче для определения $n_i = \frac{\bar{N}_i}{V}$. Используя аппроксимацию [8]

$$V_{\vec{q}+\vec{k}} \approx \frac{4\pi e^2}{\varepsilon_0 V |\vec{k}| |\vec{q}|}, \quad (4)$$

определим условия бозе-эйнштейновской конденсации экситонов. Проведем расчеты для наноразмерной гетеросистемы EuO – SrO, когда $m_h = 3m_e$ и $\sigma = 3$. Химический потенциал экситонов можно использовать в виде соотношения $\mu_{ex} = E_g + \tilde{\mu}$, которое с учетом химического равновесия для $\sigma = 3$ даст $\tilde{\mu} = 6\mu$. С ростом n_e и n_{ex} экситонный уровень

сместится вследствие взаимодействия, но 6μ не перейдет через его новое положение, которое самосогласованно зависит от μ . Значения безразмерных плотностей электронов и экситонов зависят от безразмерного химического потенциала $\bar{\mu} = 6\mu / E_n$ и равны

$$\bar{S}_e = 48\pi \frac{\bar{N}_e}{V} a_{ex}^3 \quad \text{и} \quad \bar{S}_e = 35\pi \frac{\bar{N}_e}{V} a_{ex}^3. \quad (5)$$

С другой стороны химический потенциал $\bar{\mu}$ удовлетворяет условию $\bar{\mu} \leq -1 + \frac{1}{2}(2\bar{S}_e + \bar{S}_{ex})$. Тогда условие бозе-конденсации экситонов будет выполняться, если $2(\bar{\mu} + 1) = (2\bar{S}_e + \bar{S}_{ex})$. При температуре ниже критической имеются две устойчивые фазы. При $kT_c^{БЭК} = 0,11 \cdot E_n$ и меньших значениях температуры происходит фазовый переход второго рода и образуется экситонный бозе-эйнштейновский конденсат.

Примечания:

1. Головнев Ю.Ф., Лаковцев А.Б. Конденсация магнитных экситонов в сверхрешетках типа ферромагнитный/парамагнитный полупроводник // Вестник Адыгейского государственного университета. Сер. Естественно-математические и технические науки. 2009. Вып. 2 (49). С. 74-80. URL: <http://vestnik.adygnet.ru>
2. Головнев Ю.Ф., Сидорова И.Г., Лаковцев А.Б. Триплетные экситоны в наноразмерных сверхрешетках EuS – SrO // Вестник Адыгейского государственного университета. Сер. Естественно-математические и технические науки. 2011. Вып. 2 (81). С. 26-32. URL: <http://vestnik.adygnet.ru>
3. Коллективное поведение спин-ориентированного газа межъямных экситонов в двойных квантовых ямах / А.В. Ларионов, М. Байер, И. Хвам, К. Соеренсен // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 81, вып. 3. С. 139-143.
4. Головнев Ю.Ф., Лаковцев А.Б. Коллективные свойства триплетных экситонов в гетероструктурах на основе ферромагнитных полупроводников // Известия РАН. Сер. Физика. 2011. Т. 75, № 11. С. 194-196.
5. Головнев Ю.Ф. Наноразмерные ферромагнитные гетеросистемы. Тула: Изд-во ТГПУ, 2007. 262 с.
6. Келдыш Л.В., Козлов А.Н. Коллективные свойства экситонов в полупроводниках // ЖЭТФ. 1968. Т. 54, № 3. С. 978-993.
7. Боголюбов Н.Н. Собрание научных трудов: в 12 т. Т. XI. М.: Наука, 2008. 1006 с.
8. Haug H. On the phase transitions for the electronic excitations in semiconductors // Zeitschrift fur Physik. 1976. Bd. 24, № 4B. S. 351-360.

References:

1. Golovnev Yu.F., Lakovtsev A.B. Condensation of magnetic excitons in superlattices of the ferromagnetic/paramagnetic semiconductor type // The Bulletin of the Adyghe State University. Series Natural-Mathematical and Technical Sciences. 2009. Iss. 2 (49). P. 74-80. URL: <http://vestnik.adygnet.ru>
2. Golovnev Yu.F., Sidorova I.G., Lakovtsev A.B. Triplet excitons in nanodimensional superlattices EuO – SrO // The Bulletin of the Adyghe State University. Series Natural-Mathematical and Technical Sciences. 2011. Iss. 2 (81). P. 26-32. URL: <http://vestnik.adygnet.ru>
3. Collective behavior of the spin-oriented gas of inter-well excitons in double quantum wells / A.V. Larionov, M. Bayer, I. Khvam, K. Soerensen // Letters to ZhETF. 2005. Vol. 81, Iss. 3. P. 139-143.
4. Golovnev Yu.F., Lakovtsev A.B. Collective properties of triplet excitons in heterostructures on the basis of ferromagnetic semiconductors // The RAS News. Series Physics. 2011. Vol. 75, No. 11. P. 194-196.
5. Golovnev Yu.F. Nanodimensional ferromagnetic heterosystems. Tula: TGPU publishing house, 2007. 262 pp.
6. Keldysh L.V., Kozlov A.N. Collective properties of excitons in semiconductors // ZhETF. 1968. Vol. 54, No. 3. P. 978-993.
7. Bogolyubov N.N. Collection of scientific works: in 12 vol. Vol. XI. M.: Nauka, 2008. 1006 pp.
8. Haug H. On the phase transitions for the electronic excitations in semiconductors // Zeitschrift fur Physik. 1976. Bd. 24, № 4B. S. 351-360.