

ФИЗИКА PHYSICS

УДК 539.2

ББК 22.37

Г 61

Головнев Ю.Ф.

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

Сомова Н.Ю.

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

Нургулеев Д.А.

Кандидат физико-математических наук, доцент кафедры общей и теоретической физики факультета математики, физики и информатики Тульского государственного педагогического университета им. Л.Н. Толстого, Тула, тел. (4872) 35-59-06 (доб. 2091), e-mail: damir625@gmail.com

Влияние магнитных поляронов на экситонный спектр в наноразмерных гетеросистемах EuO-SrO (Рецензирована)

Аннотация

В рамках модели межъямного магнитного экситона анализируются свойства двойной квантовой ямы в наноразмерной гетеросистеме на основе EuO-SrO. Показано, что при температурах ниже точки Кюри образование экситонного магнитного полярона приводит к уширению и красному смещению экситонного спектра гетеросистемы.

Ключевые слова: экситон, ферромагнитный полупроводник, оксид европия.

Golovnev Yu.F.

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

Somova N.Yu.

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

Nurguleev D.A.

Candidate of Physics and Mathematics, Associate Professor of General and Theoretical Physics Department, Faculty of Mathematics, Physics and Computer Science, Lev Tolstoy Tula State Pedagogical University, Tula, ph. (4872) 35-59-06 (2091), e-mail: damir625@gmail.com

Magnetic polarons effect in the exciton spectrum of nanoscale heterosystems EuO-SrO

Abstract

The model analyzes the interwell exciton magnetic properties of double quantum well in nanoscale heterosystem based on EuO-SrO. The formation of exciton magnetic polaron is explaining broadening and red shift of the exciton spectrum of heterosystem at temperatures below the Curie point.

Keywords: exciton, the ferromagnetic semiconductor, europium oxide.

Сегодня много внимания уделяется изучению спиновой подсистемы электронов и экситонов в наноразмерных полупроводниковых системах [1]. Благодаря возможности изменять электронные и магнитные свойства в них, они становятся перспективными материалами для спиновой электроники, в создании магнитной и магнитооптической памяти.

ти [2]. Благодаря обменному взаимодействию между носителями заряда и магнитными ионами важными объектами исследований являются ферромагнитные полупроводниковые квантовые ямы, позволяющие реализовать большую спиновую поляризацию.

При получении наноразмерной гетеросистемы EuO-SrO образуются магнитные квантовые ямы (нанослой EuO) и барьеры из слоев SrO с периодическим скачком потенциала на гетерогранице зон проводимости порядка 1,5 эВ и отсутствием скачка на границе валентных зон по Харрисону [3]. Помимо экситонов обычного типа в наносистеме EuO-SrO образуются магнитные экситоны, в которых дырка на 4*f*-уровне связана с 5*d*-электронами в области зоны проводимости Eu (см. рис. 1).

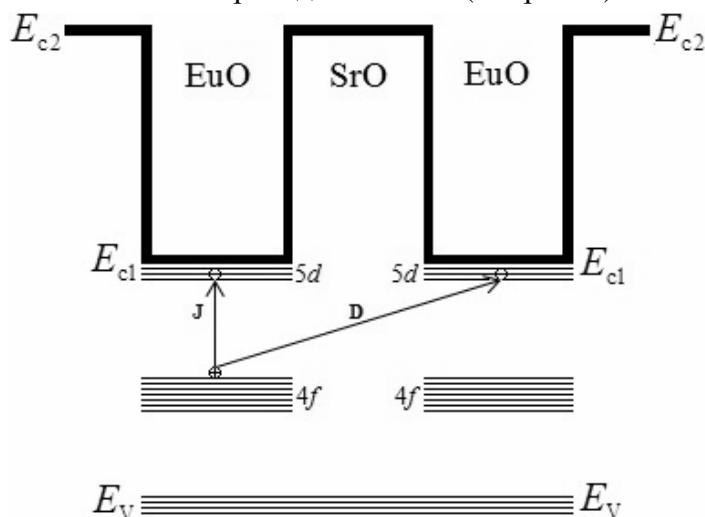


Рис. 1. Механизм образования прямых (**J**) и межъямных (**D**) экситонов в слоях EuO; E_{c1} и E_{c2} – дно зоны проводимости, E_v – потолок валентных зон

Решая задачу с добавочным электроном, который оказывается в соседней яме (слой EuO) и образует с 4*f*-дыркой первого EuO слоя непрямой экситон **D** (см. рис. 1) в приближении эффективной массы, получим для эффективного спин-гамильтониана, собственные значения которого воспроизводят энергетические уровни этого электрона,

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} - \frac{7}{2} JS, \quad (1)$$

где $\frac{7}{2}$ – значение спина европия; S – компонента спина добавочного электрона $\frac{1}{2}$. В целом для ферромагнитной структуры с добавочным носителем запишем [3]:

$$\hat{H} = \hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{mag}}, \quad (2)$$

где $\hat{H}_0 = -\frac{\nabla^2}{2m^*} + S \sum_i S_i J(\vec{r} - \vec{R}_i)$, а \hat{H}_{mag} связан только со спинами европия $\hat{H}_{\text{mag}} = -\sum_{ij} J_{ij} \vec{S}_i \vec{S}_j$; $J(\vec{r} - \vec{R}_i)$ – обменный потенциал, который связывает спин Eu^{2+} в точке \vec{R}_i со спином \vec{S} в точке \vec{r} ; J_{ij} – обменные константы по Гейзенбергу (без учета добавочных носителей). Можно найти J , если для электрона взять $E(k = X_3)$, а для дырки $k = \Gamma_{15}$. Обменные параметры J_{ij} находят с помощью спин-волнового анализа при низких температурах [4].

Задачу магнитного полярона при низких температурах в ферромагнитном слое EuO с одним добавочным электроном можно решить, если собственными состояниями гамильтониана $(\hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{mag}})$ будут функции

$$\psi_{\uparrow k} = \begin{bmatrix} 1 \\ 0 \end{bmatrix} e^{i\vec{k}\vec{r}} \prod_i \varphi(z_i), \quad (3)$$

где $\varphi(z_i)$ – собственные функции оператора \vec{S}_i^z , когда значение спина иона европия равно $\frac{7}{2}$ ($S = S_i^z$). Решая уравнение Шредингера с гамильтонианом $(\hat{H}_0 + \hat{H}_{\text{маг}})$ с соответствующей собственной функцией (3), получим собственные значения $E_{\text{маг}}^0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} - \frac{JS}{2}$, где $E_{\text{маг}}^0$ – собственное значение $\hat{H}_{\text{маг}}$ для ферромагнитного слоя EuO. Члены $\left(\frac{\hbar^2 k^2}{2m^*} - \frac{JS}{2}\right)$ определяют энергию добавочного электрона в экситонной зоне.

Направление спина этого электрона на $5d$ -уровне и спина дырки в $4f$ -зоне совпадают (триплетный экситон). Так как тяжелая дырка этого экситона находится в узкой $4f$ -зоне, то соответствующее возбуждение приводит к статическому образованию. Добавочный электрон в соседней квантовой яме является оптически активным электроном $d-d$ типа и обладает тем же типом симметрии, что и дырка ($7p$). Он локализуется в точке X_3 , а энергия образовавшегося межъямного магнитного экситона будет включать в себя энергию $d-f$ -обменного взаимодействия:

$$\vec{H}_{\text{об}} = -2 \sum_n J_{in}^d \vec{\sigma}_i \vec{S}_n, \quad (4)$$

где $\vec{\sigma}_i$ и \vec{S}_n – спиновые операторы добавочного электрона магнитного экситона и $4f$ -атомов европия в n -узле; J_{in}^d – константа обменного взаимодействия.

Из этого вытекает следующая модель. Делим систему на две части: свободную молекулу и свободный ион Eu^{2+} . Свободная молекула состоит из центрального иона Eu^{3+} , двенадцати ближайших соседних ионов Eu^{2+} и добавочного электрона. Спины связаны $i-f$ -обменным взаимодействием:

$$\hat{H}_m = -2\vec{\sigma} [J_0 S_c + J_1 S_u], \quad \vec{S}_u = \sum_{n,n} \vec{S}_n. \quad (5)$$

Здесь суммирование проводится по спинам ближайших атомов Eu_n^{2+} . Эти взаимодействия описываются с помощью метода молекулярного поля, а с помощью представления о межъямном магнитном экситоне и модели дополнительного электрона анализируются свойства образовавшегося магнитного полярона. Но в начале определим энергетические уровни молекулы. Оптически активный магнитный экситон с наименьшей энергией принадлежит к ($5d-5d$)-типу (см. рис. 2).

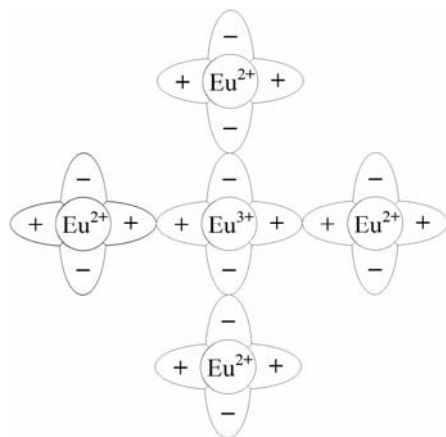


Рис. 2. Магнитный экситон типа $d-d$

Собственные значения системы для гамильтонианов (4) и (5) получим, используя соответствующий базис волновых функций [5]:

$$\langle \psi^{S_c, S_c+1}, + | 2\vec{\sigma} \vec{S}_c | \psi^{S_c, S_c+1}, + \rangle = S_c, \quad (6)$$

$$\langle \psi^{S_c, S_c+1}, - | 2\vec{\sigma} \vec{S}_c | \psi^{S_c, S_c+1}, - \rangle = -(S_c + 1), \quad (7)$$

$$\langle \psi^{S_n, S_n+1}, + | 2\vec{\sigma} \vec{S}_n | \psi^{S_n, S_n+1}, + \rangle = S_n, \quad (8)$$

$$\langle \psi^{S_n, S_n+1}, - | 2\vec{\sigma} \vec{S}_n | \psi^{S_n, S_n+1}, - \rangle = -(S_n + 1), \quad (9)$$

где $S_u = \sum_{n=1}^{12} S_n = 42$ – сумма спинов ближайших двенадцати соседей; $S_c = \frac{7}{2}$ – спин центрального иона европия. В этом случае значения энергий для состояний (6)-(9) будут следующие:

$$E | \psi^{S_c, S_c+1}, + \rangle = -\frac{7}{2} J_0 - 42 J_1, \quad (10)$$

$$E | \psi^{S_c, S_c+1}, - \rangle = -\frac{7}{2} J_0 + 43 J_1, \quad (11)$$

$$E | \psi^{S_n, S_n+1}, + \rangle = \frac{9}{2} J_0 - 42 J_1, \quad (12)$$

$$E | \psi^{S_n, S_n+1}, - \rangle = \frac{9}{2} J_0 + 43 J_1. \quad (13)$$

Величина обменного интеграла вычисляется из соотношения

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

в котором \sum_n – сумма по ближайшим соседям.

Для нашего случая, когда добавочный электрон попадает в соседнюю квантовую яму, гамильтониан имеет вид

$$\hat{H} = \frac{1}{2m_e^*} (i\hbar \nabla_e)^2 + \frac{1}{2m_h^*} (i\hbar \nabla_h)^2 - \frac{e^2}{\epsilon_2 (d^2 + |\vec{r}_e - \vec{r}_h|)^2} - \frac{A}{2} (S_e + S_h) \theta(p-r), \quad (14)$$

где $m_{e,h}^*$, $\vec{r}_{e,h}$, $S_{e,h}$ – эффективные массы, координаты, спин электрона (дырки); ϵ – диэлектрическая проницаемость; A – интеграл косвенного обмена; $\theta(p-r)$ – функция Хевисайда.

Энергия экситона определяется из уравнений

$$\begin{aligned} \langle ij | \hat{H}_1 | nm \rangle - E_1 \langle ij | nm \rangle &= 0, \\ \langle ij | \hat{H}_2 | nm \rangle - E_2 \langle ij | nm \rangle &= 0, \end{aligned} \quad (15)$$

исходя из условия минимума полной энергии электронной системы, и имеет следующий вид:

$$E = -\frac{1}{2} \left[J_{df} (S_e + S_h) + \frac{\mu e^2}{\hbar^2 \epsilon_1 n^2} \right] + \frac{\hbar^2 k^2}{2(m_e^* + m_h^*)}, \quad (16)$$

индексы 1 и 2 относятся к нанослоям SrO и EuO соответственно, $\mu = \frac{m_e^* m_h^*}{m_e^* + m_h^*}$ – приведенная масса, величина энергии отсчитывается от дна зоны проводимости E_{c2} . Последнее выражение (16) указывает на увеличение значения энергии непрямого экситона на величину энергии обмена.

Из данных, полученных от спектров испускания, с константой d - f -обмена для иона европия $J_{d-f} = 787 \text{ см}^{-1}$ следует, что около 80% электронной плотности магнитного экситона находится вне центрального атома европия [5]. Это приводит к большому искажению решетки в области ближайших соседей, а значит и сильному различию между пиками испускания и поглощения, которое может составлять более 10^4 см^{-1} . Тогда процесс испускания будет происходить в условиях искаженной решетки с метастабильным магнитным экситоном, а волновая функция добавочного электрона магнитного экситона будет распространяться на большее расстояние. Теперь более важную роль играет наименьшее состояние, образованное $6s$ -зоной, и вместо константы d - f -обмена надо использовать константу s - f -обмена $J_{s-f} = 209 \text{ см}^{-1}$.

Из этой модели следует, что из-за s - f -обменного взаимодействия спин дополнительного электрона сильно взаимодействует со спином $4f$ -электронов на центральном ионе Eu^{3+} и ближайших соседних ионах Eu^{2+} . При низких температурах эти спины ориентируются параллельно друг другу и образуют гигантскую спиновую молекулу (магнитный полярон). В соответствии с формулой (16) ширина экситонных магнитных поляронов (ЭМП) становится больше и сдвигается в красную сторону, что связано с наличием внутреннего эффективного магнитного поля в области локализации полярона и эффектом гигантского зеемановского расщепления энергетических состояний электрона. Также из-за деформации решетки образующаяся потенциальная яма может достигать 0,4 эВ [6]. В ней происходит автолокализация электрона, но сутью магнитного полярона является корреляция направлений спинов европия и добавочного электрона. Что касается позиции полосы фотолуминесценции ЭМП, то она определяется внутренним эффективным полем магнитного полярона при температурах ниже точки Кюри для EuO.

Можно предполагать о двух типах рекомбинационного излучения с различными временами жизни, если учитывать центры локализации дополнительных электронов вблизи интерфейса и в самой квантовой яме соседнего слоя EuO. Функции распределения носителей для этих двух типов могут существенно различаться, а значит и различаться времена жизни процессов излучательной рекомбинации из-за различного перекрытия волновых функций электронов и дырок.

При температурах выше точки Кюри для EuO происходит разрушение магнитного поляронного состояния и уменьшение энергии связи ЭМП, что приводит к фиолетовому сдвигу полосы излучения. Однако возможный захват электронов примесями снова приведет к красному сдвигу. Это и определяет особенности конкуренции магнитной локализации и спектральной диффузии носителей по примесным ловушкам.

При температурах выше точки Кюри для EuO происходит разрушение магнитного поляронного состояния и уменьшение энергии связи ЭМП, что приводит к фиолетовому сдвигу полосы излучения. Однако возможный захват электронов примесями снова приведет к красному сдвигу. Это и определяет особенности конкуренции магнитной локализации и спектральной диффузии носителей по примесным ловушкам.

Примечания:

1. Головнев Ю.Ф., Нургугуев Д.А., Сомова Н.Ю. Экситоны высокой плотности в ферромагнитном полупроводнике EuO // Актуальные проблемы физики твердого тела: сб. докладов Междунар. науч. конф. Минск, 2013. Т. 2. С. 110-111.
2. Головнев Ю.Ф., Лаковцев А.Б., Сидорова И.Г. Коллективные свойства экситонов в наносистеме EuO-SrO // Вестник Адыгейского госу-

References:

1. Golovnev Yu.F., Nurguleev D.A., Somova N.Yu. Excitons of high density in the ferromagnetic EuO semiconductor // Actual problems of physics of a solid body: coll. of reports of International scient. conf. Minsk, 2013. Vol. 2. P. 110-111.
2. Golovnev Yu.F., Lakovtsev A.B., Sidorova I.G. Collective properties of excitons in EuO-SrO nanosystem // The Bulletin of the Adyghe State

- дарственного университета. Сер. Естественно-математические и технические науки. 2012. Вып. 4 (110). С. 32-35.
URL: <http://vestnik.adygnet.ru>
3. Головнев Ю.Ф., Лаковцев А.Б. Оптика ферромагнитных наносистем. Тула: Изд-во ТГПУ им. Л.Н. Толстого, 2012. 272 с.
 4. Головнев Ю.Ф., Сидорова И.Г., Лаковцев А.Б. Триплетные экситоны в наноразмерных сверхрешетках EuO-SrO // Вестник Адыгейского государственного университета. Сер. Естественно-математические и технические науки. 2011. Вып. 2 (81). С. 24-32.
URL: <http://vestnik.adygnet.ru>
 5. Метфессель З., Маттис Д. Магнитные полупроводники. М.: Мир, 1972. 405 с
 6. Нагаев В.Л. Физика магнитных полупроводников. М.: Наука, 1979. 432 с.
3. Golovnev Yu.F., Lakovtsev A.B. Optics of ferromagnetic nanosystems. Tula: Publishing house of TGPU of L.N. Tolstoy, 2012. 272 pp.
 4. Golovnev Yu.F., Sidorova I.G., Lakovtsev A.B. Triplet excitons in nanodimensional superlattices EuO-SrO // The Bulletin of the Adyghe State University. Ser. Natural-Mathematical and Technical Sciences. 2011. Iss. 2 (81). P. 24-32. URL: <http://vestnik.adygnet.ru>
 5. Metfessel Z., Mattis D. Magnetic semiconductors. M.: Mir, 1972. 405 pp.
 6. Nagaev V.L. Physics of magnetic semiconductors. M.: Nauka, 1979. 432 pp.