

Отношение дырочного и электронного обменных интегралов в полумагнитной структуре с квантовыми точками CdMnSe/ZnSe

© И.И. Решина[¶], С.В. Иванов

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 5 августа 2010 г. Принята к печати 16 августа 2010 г.)

В полумагнитной структуре с самоорганизованными квантовыми точками CdMnSe/ZnSe путем измерения спектров фотолуминесценции и резонансного рамановского рассеяния в сильных магнитных полях до 6 Тл в геометрии Фарадея и Фойгта обнаружено увеличение в 1.5 раза отношения обменных интегралов валентной зоны и зоны проводимости по сравнению с известным значением для объемного образца CdMnSe. Этот эффект интерпретируется как уменьшение в основном обменного интеграла зоны проводимости вследствие снятия запрета с механизма кинетического $s-d$ обмена в низкоразмерных структурах.

1. Введение

Полумагнитные наноструктуры привлекают к себе не ослабевающее внимание в связи с их интересными физическими свойствами [1–3]. Среди этих свойств одним из наиболее существенных является гигантское зеемановское расщепление валентной зоны и зоны проводимости во внешнем магнитном поле. Оно обусловлено обменным $s, p-d$ взаимодействием, т.е. взаимодействием между зонными носителями (электронами и дырками) и электронами d -оболочки магнитного иона (обычно иона Mn^{2+}). Величина этого расщепления помимо эффективной концентрации ионов марганца определяется двумя параметрами, называемыми обменными интегралами, αN_0 и βN_0 , для электронов и дырок соответственно, где N_0 — число катионов в элементарной ячейке. Было показано, что в объемных полумагнитных полупроводниках типа $A^{II}B^{VI}$ обменные интегралы имеют разные знаки — положительный для электронов и отрицательный для дырок, и $|\beta N_0| \approx 4\alpha N_0$. Эти различия объясняются различием механизмов обменного взаимодействия для электронов и дырок. Для электронов имеет место прямое обменное взаимодействие, а для дырок основным механизмом является так называемый кинетический обмен, связанный с гибридизацией p и d уровней [4,5].

Величины обменных интегралов для объемных полумагнитных полупроводниковых материалов хорошо известны из магнитооптических экспериментов и измерений магнетизации. Обычно эти же значения используются для наноструктур (квантовых ям и квантовых точек). Между тем уже давно высказывались соображения, что в случае двумерных и нуль-мерных структур обменные интегралы могут иметь другие величины в связи с конечным значением волнового вектора k [6–8]. В работе [8] отмечалось, что при конечном значении волнового вектора вследствие смешивания s и p со-

стояний становится возможной гибридизация между s - и d -электронами, запрещенная при $k = 0$. В результате для s -электронов включается механизм кинетического обмена, имеющего другой знак по сравнению с прямым обменом, что должно приводить к уменьшению αN_0 . Эксперименты, проведенные для квантовых ям, показали, что происходит изменение зеемановского расщепления для экситонов примерно на 15% [9]. В работе [8] для квантовых ям CdMnTe/CdMgMnTe по измерению рамановского спин-флип рассеяния было найдено уменьшение обменного интеграла для электронов, зависящее от энергии квантования электрона. Для квантовой ямы шириной 4.5 нм оно составляло 25%, что соответствовало теоретическому расчету. В той же работе было показано, что в структурах с квантовыми точками с бесконечно высоким барьером эффект может быть существенно больше, вплоть до инвертирования знака αN_0 . Результаты работы [8] представляются весьма убедительными. Однако в последующих работах эти результаты игнорировались и для самоорганизованных полумагнитных квантовых точек использовались объемные значения обменных интегралов [10,11]. В работе [11] исследовались одиночные квантовые точки CdTe/ZnMnTe с одним ионом Mn в точке. Из расщеплений в спектре излучения связанного комплекса экситон–(ион Mn) в приложенном магнитном поле были найдены обменные параметры I_e и I_h . Авторы [11] отмечают, что отношение $3|I_h|/I_e \approx 5$ отличается на 25% от отношения обменных интегралов $|\beta|/\alpha \approx 4$, измеренного для объемных твердых растворов CdMnTe. Они полагают, что это может объясняться или различной величиной перекрытия электронов и дырок с ионами Mn вследствие их различных длин конфайнмента в латеральной плоскости, или же изменением обменных интегралов в соответствии с теорией Меркулова [8]. В работе [12] поддерживается их первое предположение.

Таким образом, в настоящее время вопрос об изменении обменных интегралов в низкоразмерных структурах все еще дебатруется.

[¶] E-mail: reshina@dnm.ioffe.rssi.ru

Мы исследовали фотолюминесценцию и резонансное рамановское рассеяние в ансамбле самоорганизованных полумагнитных квантовых точек CdMnSe/ZnSe и наблюдали увеличение отношения $\beta N_0/\alpha N_0$ в 1.5 раза по сравнению со значением для объемного материала CdMnSe. Мы полагаем, что это связано главным образом с уменьшением αN_0 вследствие включения механизма кинетического обмена для электронов в низкоразмерной структуре.

2. Изготовление структур и методика эксперимента

Структура CdMnSe/ZnSe с самоорганизованными квантовыми точками была выращена с помощью молекулярно-лучевой эпитаксии на подложке GaAs (001) при $T = 280^\circ\text{C}$. Номинальная толщина CdMnSe составляла немного более 2 монослоев. При этой толщине в процессе роста образуются хорошо выраженные островки CdZnMnSe со средними размерами 10 нм в латеральной плоскости и с размерами 7–10 монослоев в направлении оси роста. Это было установлено с помощью просвечивающей электронной микроскопии высокого разрешения на аналогичных образцах без Mn [13]. Средняя концентрация Cd в них составляет примерно 20%, судя по спектру рамановского рассеяния на продольных оптических (LO) фононах. Mn вводился в слой CdSe с номинальной концентрацией 15%. Образец специально не легировался, но известно, что остаточные носители в CdSe и ZnSe имеют n -тип.

При измерениях образец находился в гелиевом криостате со сверхпроводящим соленоидом в парах откачиваемого гелия. Магнитное поле до 6 Тл могло прикладываться в геометрии Фарадея (вдоль оси роста структуры) или в геометрии Фойгта (в плоскости структуры). Спектры фотолюминесценции (ФЛ) и рамановского рассеяния регистрировались в геометрии обратного рассеяния с направлением падающего и испущенного света перпендикулярно плоскости структуры. Измерения производились на спектрометре ДФС-24 с двойным монохроматором (линейная дисперсия 0.5 нм/мм) и системой счета фотонов. Возбуждение осуществлялось линиями Ar^+ -лазера 2.6, 2.54 и 2.497 эВ. Поляризационные измерения осуществлялись с помощью призмных поляризаторов и четвертьволновых пластинок.

3. Экспериментальные результаты и обсуждение

На рис. 1 приведены спектры ФЛ при возбуждении линией 2.6 эВ. Спектры 1 (а) и 2 (b) получены в геометрии Фарадея в магнитном поле $B = 0$ и 6 Тл соответственно, при циркулярной поляризации излучения σ^+ . Спектр 3 (b) получен в геометрии Фойгта при $B = 6$ Тл при параллельных линейных поляризациях возбуждающего света и излучения $\sigma\sigma$ (перпендикулярно

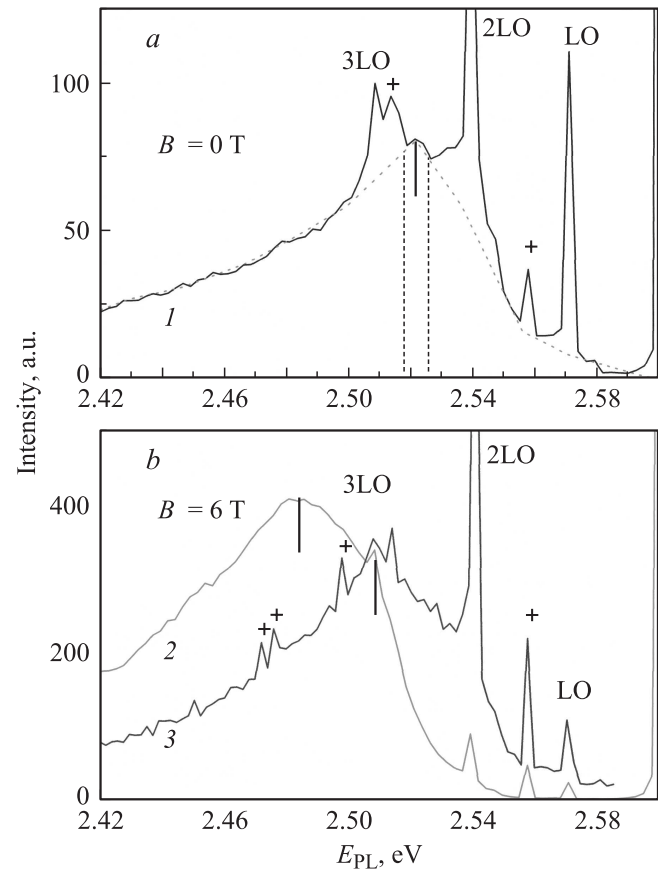


Рис. 1. Спектры фотолюминесценции образца с квантовыми точками CdMnSe/SeZn при возбуждении 2.6 эВ. Спектры 1 (а) и 2 (b) получены в геометрии Фарадея при $B = 0$ и 6 Тл соответственно, в поляризации σ^+ . Спектр 3 (b) получен в геометрии Фойгта при $B = 6$ Тл, в линейной поляризации $\sigma\sigma$. $S = 0.2$ мм. LO обозначает рамановское рассеяние на LO фононах. Отмеченные крестиками узкие пики принадлежат лазерной плазме. Спектр 1 (а) приведен также для ясности без налагающихся узких линий (пунктирная кривая).

направлению магнитного поля и параллельно плоскости образца). На спектр ФЛ наложены линии рамановского рассеяния на продольных оптических (LO) фононах 1-го, 2-го и 3-го порядков. В спектре также видны отмеченные крестиками узкие линии лазерной плазмы, поскольку не было интерференционного фильтра на лазерную линию 2.6 эВ. Большая ширина полос ФЛ характерна для ансамблей квантовых точек и обусловлена дисперсией их размеров и содержания Cd. Это усложняет определение максимума полос, в особенности для спектра 1 (а). На рисунках положение максимумов отмечено вертикальными линиями и в спектре 1 (а) пределы разброса обозначены пунктирными линиями. Сдвиг пика ФЛ к низким энергиям вследствие обменного взаимодействия составляет (38 ± 3.5) мэВ в геометрии Фарадея и 13 мэВ в геометрии Фойгта в магнитном поле 6 Тл. Разница сдвигов, очевидно, связана с магнитной

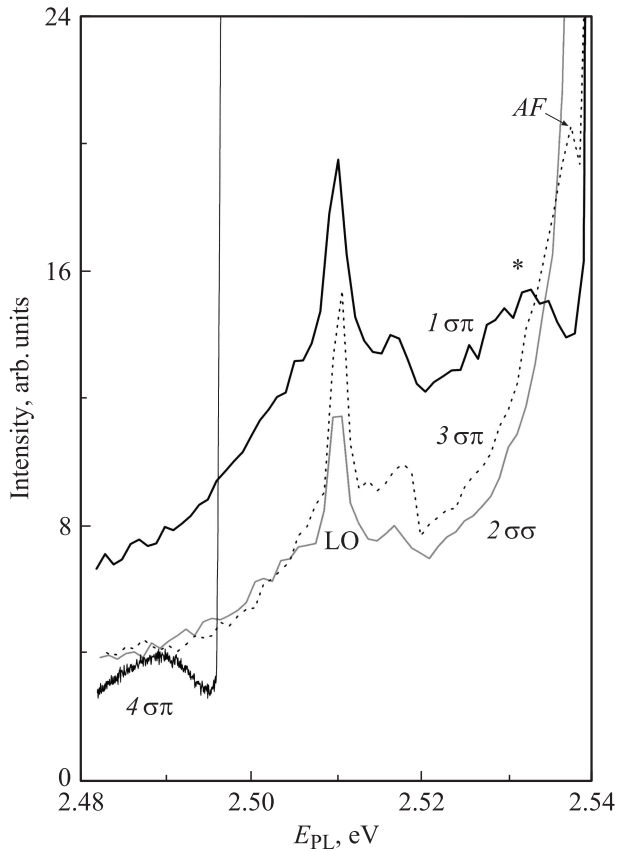


Рис. 2. Спектры фотолюминесценции CdMnSe/ZnSe в геометрии Фойгта при резонансном возбуждении 2.54 эВ (спектр 4 при возбуждении 2.497 эВ). Спектры 1, 2, 4 получены при $B = 6$ Тл, а спектр 3 при $B = 0$. Линейные поляризации приведены на рисунке. Рамановский спин-флип пик в спектре 1 отмечен звездочкой. $S = 0.2$ мм.

анизотропией валентной зоны, исследованной ранее в квантовых ямах [14,15].

На рис. 2 приведены спектры ФЛ в геометрии Фойгта при $B = 6$ Тл (спектры 1, 4) при резонансном возбуждении 2.54 и 2.497 эВ соответственно, в скрещенной линейной поляризации $\sigma\pi$ (π — означает поляризацию излучения, параллельную \mathbf{B}). На спектре 1 наблюдается отмеченный звездочкой пик с энергией $E = 2.53$ эВ, который отсутствует в параллельных поляризациях $\sigma\sigma$ (спектр 2). Такие поляризационные особенности соответствуют правилам отбора для рамановского спин-флип рассеяния на электронном переходе между спиновыми подуровнями $s = \pm 1/2$ донора или зоны проводимости. Поэтому мы идентифицируем этот пик с рамановским спин-флип пиком, который возникает при резонансном возбуждении. Рамановский сдвиг этого пика составляет 10 мэВ. Такую же величину рамановского сдвига имеет пик в спектре 4, полученный при возбуждении 2.497 эВ. На рис. 3 приведены спектры рамановского рассеяния при нескольких значениях приложенного магнитного поля при возбуждении 2.54 эВ и в скрещенных линейных поляризациях $\sigma\pi$. При $B = 6.1$ Тл приведен

также спектр при возбуждении 2.497 эВ. В отличие от рис. 2 спектры на рис. 3 приведены в обычном рамановском представлении и с меньшей шириной щелей спектрометра. Рамановский сдвиг и полуширина пиков возрастают с увеличением магнитного поля. Слабый пик наблюдался также при $B = 0$, что можно объяснить образованием связанного магнитного полярона. На рис. 4 приведена зависимость рамановского сдвига спин-флип пика от магнитного поля.

Опишем кратко происхождение других линий, наблюдаемых в спектрах на рис. 3. Наиболее низкочастотный узкий пик в спектрах, не сдвигающийся в магнитном поле, соответствует рамановскому спин-флип рассеянию на антиферромагнитных парах ионов Mn, переход $(S = S_1 + S_2 = 0, m = 0) \rightarrow (S = 1, m = 0)$ [16]. Его интенсивность уменьшается при увеличении магнитного поля. При $B = 6.1$ Тл в низкочастотной области спектра наблюдаются эквидистантные узкие линии мно-

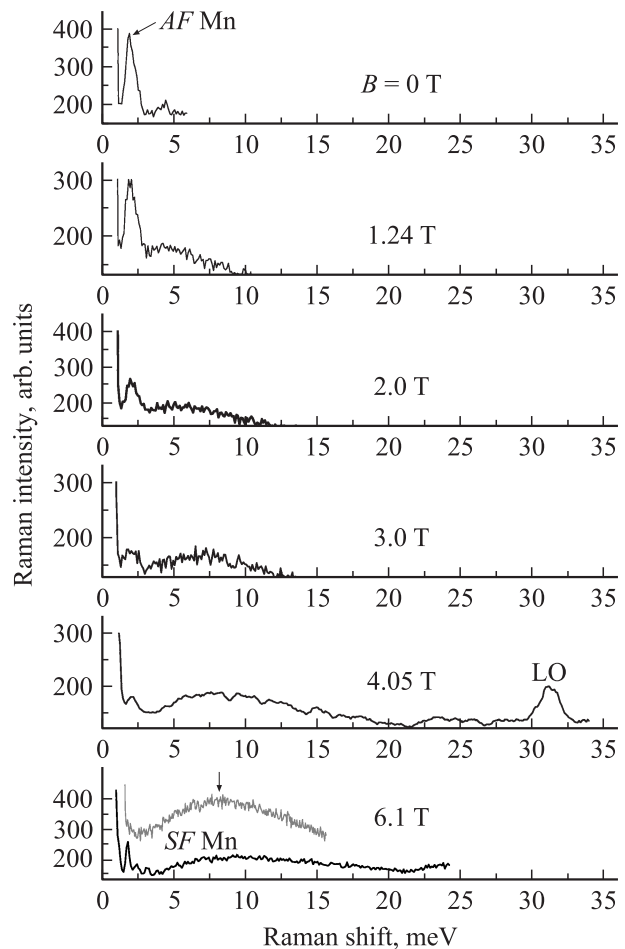


Рис. 3. Рамановские спектры в геометрии Фойгта при возбуждении 2.54 эВ в поляризации $\sigma\pi$ при различных значениях магнитного поля, указанных на рисунке. При $B = 6.1$ Тл приведен также спектр при возбуждении 2.497 эВ, отмеченный вертикальной стрелкой. $S = 0.1$ мм. Обратите внимание на рамановское представление по оси абсцисс. Происхождение узких пиков объяснено в тексте.

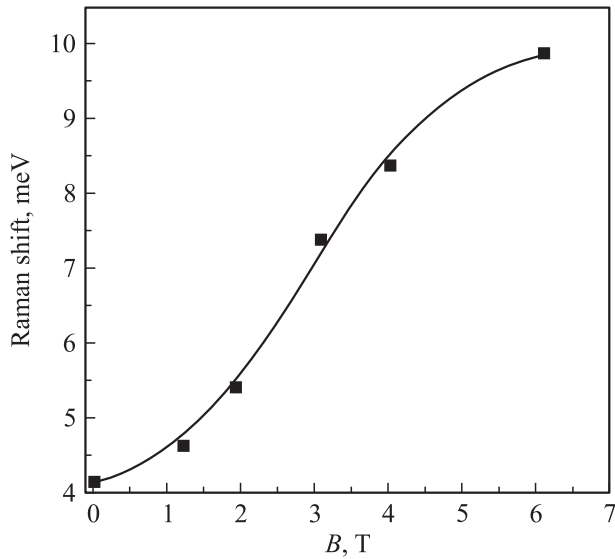


Рис. 4. Зависимость рамановского сдвига электронного спин-флип пика от величины приложенного магнитного поля. Сплошная кривая проведена для удобства восприятия.

гократного рамановского спин-флип рассеяния между зеемановскими подуровнями основного состояния иона Mn^{2+} [16]. Теория этого коллективного рамановского процесса приведена в работе [17].

Обсудим результаты, следующие из наших экспериментов. Рамановский сдвиг для спин-флип перехода электрона между спиновыми подуровнями донора или зоны проводимости определяется известным выражением [18]:

$$\delta E_c = x_{\text{eff}} \alpha N_0 \langle S_z^{\text{Mn}} \rangle, \quad (1)$$

где x_{eff} — эффективная концентрация ионов Mn^{2+} , αN_0 — обменный интеграл для электронов, $\langle S_z^{\text{Mn}} \rangle$ — проекция термически усредненного спина марганца на направление магнитного поля, которая определяется модифицированной формулой Бриллюэна B_S для $S = 5/2$:

$$\langle S_z^{\text{Mn}} \rangle = -(5/2) B_{5/2} \left[\frac{5\mu_B B}{k_B(T + T_{AF})} \right]. \quad (2)$$

Эффективная концентрация Mn^{2+} меньше номинальной концентрации, что связано с образованием антиферромагнитных пар ионов марганца. Параметр T_{AF} также связан с образованием пар.

Сдвиг полосы фотолуминесценции тяжелого экситона определяется формулой

$$\Delta E = \Delta E_c + \Delta E_v = -\frac{1}{2} [x_{\text{eff}} N_0 (\alpha + \beta) \langle S_z^{\text{Mn}} \rangle]. \quad (3)$$

Поскольку нам не известны величина эффективной концентрации ионов марганца x_{eff} и величина параметра T_{AF} , мы не можем из наших экспериментов определить значения обменных интегралов αN_0 и βN_0 по отдельности, но можем найти их отношение. Сдвиг

зоны проводимости составляет половину рамановского сдвига δE и при 6 Тл равен 5 мэВ (рис. 4). Сдвиг полосы ФЛ в геометрии Фарадея равен (38 ± 3.5) мэВ. Таким образом,

$$\frac{2\Delta E}{\delta E} = \frac{\alpha + \beta}{\alpha} = 7.6 \pm 0.7, \quad \frac{|\beta|}{\alpha} = 6.6 \pm 0.7. \quad (4)$$

Для объемного образца обменные интегралы составляют $\alpha N_0 = 258 \pm 5$ мэВ, $|\beta N_0| = (1110 \pm 70)$ мэВ [19], т.е. $\beta/\alpha = 4.3$. Таким образом, отношение β/α для наших квантовых точек превышает соответствующее объемное значение в 1.5 раза.

Мы можем применить к нашему ансамблю квантовых точек ту же модель, что и в работе [11], а именно — узкая прямоугольная квантовая яма (КЯ) в направлении роста и параболический потенциал в латеральной плоскости. Если предположить, как было предложено в [11,12], что изменение β/α обусловлено разными длинами конфинмента для электронов и дырок в латеральной плоскости, то можно оценить этот эффект в нашем случае, используя параметры для $Cd_x Zn_{1-x} Se$ из работы [20]. Для $x = 0.2$ находим $m_e/m_0 = 0.154$, $\gamma_1 = 4.43$, $\gamma_2 = 1.184$:

$$\left(\frac{a_e}{a_h} \right)^2 = \frac{1}{\sqrt{m_e(\gamma_1 + \gamma_2)}} = 1.075, \quad (5)$$

$$\left(\frac{\beta}{\alpha} \right)_{\text{dot}} = \left(\frac{\beta}{\alpha} \right) \left(\frac{a_e}{a_h} \right)^2 = 4.62.$$

Последняя величина меньше нижнего предела полученного нами экспериментального значения 6.6 ± 0.7 . Поэтому учет только различных длин конфинментов электронов и дырок в латеральной плоскости не достаточен для объяснения наших результатов. Мы полагаем, что увеличение отношения β/α связано с уменьшением α вследствие механизма кинетического обмена для электронов. Этот механизм может играть весьма существенную роль вследствие достаточно сильного пространственного ограничения электронов в квантовых точках малого размера.

Оценим в модели [8] изменение α для квантовых ям $Cd_x Mn_y Zn_{1-x-y} Se$ разной ширины. Определяем ширину запрещенной зоны, E_g , по интерполяционной формуле для бинарных компонент [21]. Для $x = 0.2$, $y = 0.15$ находим $E_g = 2.68$ эВ. Для $ZnSe$ $E_g = 2.82$ эВ. Принимаем „offset“ валентной зоны КЯ равным 0.25 эВ, как для $ZnSe$. Другие параметры КЯ находим путем линейной интерполяции между значениями для $CdSe$ и $ZnSe$. Вычисляем энергетические уровни электрона в КЯ и значения $|\Psi(E, z)|^2$ в КЯ и барьере с учетом непараболичности.

Затем по теории Меркулова [8] вычисляем $\Delta\alpha$ (изменение α за счет кинетического обмена) и $\alpha = \alpha_0 + \Delta\alpha$. Величиной β_{rot} пренебрегаем (формула (5) в [8]). В работе [8] анизотропией значений α для компонент спина,

параллельных и перпендикулярных волновому вектору κ , пренебрегается, так как она мала для КЯ CdMnTe. Мы провели расчет α для компонент спина, параллельных и перпендикулярных κ — α_{\parallel} , α_{\perp} соответственно. Усреднение дает $\alpha = (2\alpha_{\perp} + \alpha_{\parallel})/3$. Для вычисления параметра $\gamma(E)$ (см. формулу (4) в работе [8]) необходимо знать энергии виртуального захвата дырки и электрона на орбиталь марганца $3d^5$, ε^+ , ε^- . Энергия ε^+ для CdMnSe известна из данных по фотоэмиссии и равна -3.4 эВ (отсчет производится от вершины валентной зоны) [22]. Энергия ε^- неизвестна. Поэтому мы провели расчет для нескольких значений ε^- . Зная, как волновая функция распределена между КЯ и барьером, находим парциальное значение обменного интеграла электрона в КЯ, α_w , считая, что Mn присутствует только в КЯ. Наконец, находим изменение отношения обменных интегралов дырки и электрона КЯ по сравнению с объемом,

$$P = \frac{\beta_0/\alpha_0}{\beta_0/\alpha_w} = \frac{\alpha_w}{\alpha_0}.$$

Отметим, что изменение кинетического обмена дырки (т.е. β_0) в этой модели не учитывается. На рис. 5 приведена зависимость α_w от энергии электрона E . Путем линейной экстраполяции, как было упомянуто выше, мы нашли, что $\alpha_0 = 0.246$. Экстраполируя к $E = 0$, находим, что лучше всего этому значению α_0 соответствует $\varepsilon^- = 3.0$ эВ. На рис. 6 приведена зависимость P для

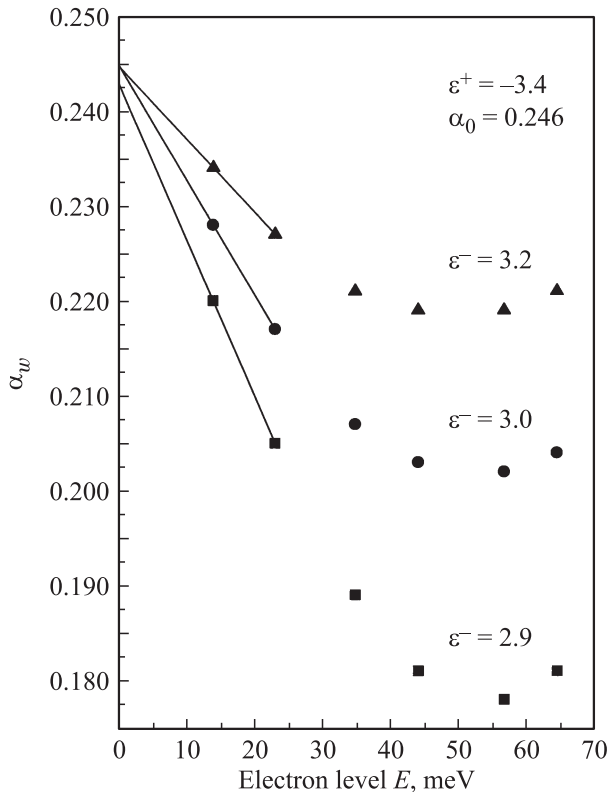


Рис. 5. Расчетная зависимость α_w от энергии электрона E для трех значений ε^- .

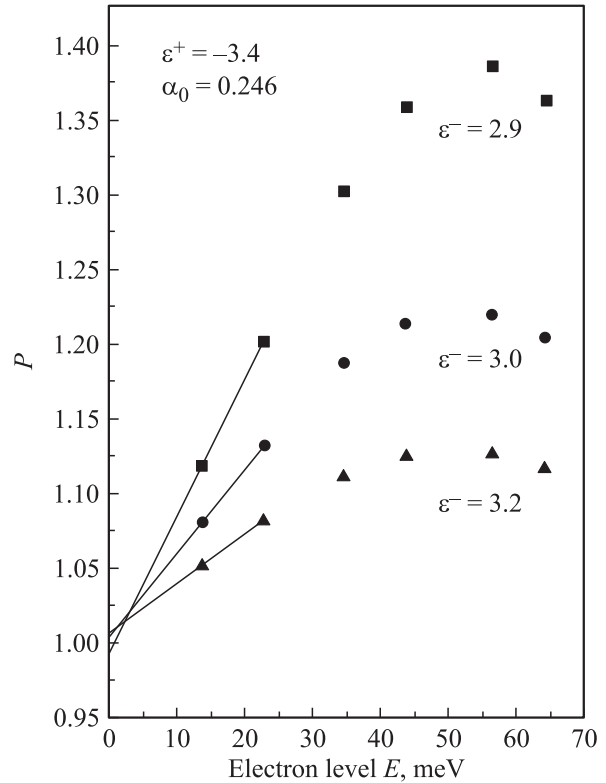


Рис. 6. Расчетное отношение обменных интегралов для дырки и электрона для квантовой ямы по сравнению с объемным образцом в зависимости от энергии электрона.

трех значений $\varepsilon^- = 2.9, 3.0$ и 3.2 эВ. На рис. 6 видно, что для $\varepsilon^- = 3.0$ значение P при $E = 0$ эВ действительно близко к единице. Максимум P соответствует ширине модельной КЯ 3–4 нм и для $\varepsilon^- = 3.0$ $P = 1.22$. Если учесть разность длин конфинмента электронов и дырок в латеральной плоскости $(a_e/a_h)^2 = 1.075$, то получим $P = 1.31$. Этот результат близок к экспериментальному значению 1.5.

4. Заключение

В образце с самоорганизованными квантовыми точками CdMnSe/ZnSe с помощью магнитооптических измерений фотолюминесценции и резонансного рамановского спин-флип рассеяния между спиновыми подуровнями донора или зоны проводимости обнаружено изменение отношения обменных интегралов валентной зоны и зоны проводимости, которое в 1.5 раза превышает соответствующее значение в объемном образце. Мы пришли к выводу, что этот эффект в основном объясняется значительным уменьшением обменного интеграла для электронов в связи с включением механизма кинетического $s-d$ обмена, разрешенного в образцах низкой размерности. Расчетные оценки свидетельствуют в пользу этого заключения.

Авторы благодарны Ю.Г. Кусраеву и А.В. Родиной за обсуждения и признательны А. Ваагу за поддержку при выращивании структуры.

Список литературы

- [1] J.K. Furdyna. *J. Appl. Phys.*, **64**, R29 (1988).
- [2] J. Cibert, D. Scalbert. In: *Spin Physics in Semiconductors*, ed. by M.I. Dyakonov, Springer Series in Solid State Sciences (Springer Verlag, Berlin Heidelberg, 2008) p. 389 and references therein.
- [3] I.A. Merkulov, A.V. Rodina. In: *Introduction to Physics of Diluted Magnetic Semiconductors*, eds by J. Kossut, J. Gaj (Springer Verlag, Berlin), to be published in print (2010).
- [4] A.K. Bhattacharjee, G. Fishman, B. Coglein. *Physica*, **117–118**, 449 (1983).
- [5] J.R. Schrieffer, P.A. Wolf. *Phys. Rev.*, **149**, 491 (1966).
- [6] A.K. Bhattacharjee. *Phys. Rev. B*, **51**, 9912 (2005).
- [7] A.K. Bhattacharjee. *Phys. Rev. B*, **58**, 15 660 (1998).
- [8] I.A. Merkulov, D.R. Yakovlev, A. Keller, W. Ossau, J. Geurts, A. Waag, G. Landwehr, G. Karczewski, T. Wojtowicz, J. Kossut. *Phys. Rev. Lett.*, **83**, 1431 (1999).
- [9] G. Mackh, W. Ossau, A. Wag, G. Landwehr. *Phys. Rev. B*, **54**, R5227 (1996).
- [10] P.S. Dorozhkin, A.V. Chernenko, V.D. Kulalovskii, A.S. Brichkin, A.A. Maksimov, H. Schoemig, G. Bacher, A. Forchel, S. Lee, M. Dobrowolska, J.K. Furdyna. *Phys. Rev. B*, **68**, 195 313 (2003).
- [11] L. Besombes, Y. Léger, L. Maingault, D. Ferrand, H. Marriette, J. Cibert. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 207 403 (2004).
- [12] A.K. Bhattacharjee. *Phys. Rev. B*, **76**, 075 305 (2007).
- [13] N. Peranio, A. Rosenauer, D. Gerthsen, S.V. Sorokin, I.V. Sedova, S.V. Ivanov. *Phys. Rev. B*, **61**, 160 015 (2000).
- [14] P. Peyla, A. Wasiela, Y. Merle d'Aubigné. *Phys. Rev. B*, **47**, 3783 (1993).
- [15] B. Kuhn-Heinrich, W. Ossau. *Mater. Sci. Forum*, **182–184**, 491 (1995).
- [16] I.I. Reshina, S.V. Ivanov, D.N. Mirlin, A.A. Toropov, A. Waag, G. Landwehr. *Phys. Rev. B*, **64**, 035 303 (2001).
- [17] J. Stühler, G. Schaack, M. Dahl, A. Waag, G. Landwehr, K.V. Kavokin, L.A. Merkulov. *Phys. Rev. Lett.*, **74**, 2567 (1995).
- [18] J. Gaj, R. Planel, G. Fishman. *Sol. St. Commun.*, **29**, 435 (1979).
- [19] D. Heiman. In: *Proceedings of the 12th International Conference on High Magnetic Fields in the Physics of Semiconductors*, eds by G. Landwehr, W. Ossau (World Scientific, Singapore, 1997) v. II, p. 847.
- [20] Yi-Hong Wu. *IEEE. J. Quant. Electron.*, **30**, 1562 (1994).
- [21] S. Adachi. *J. Appl. Phys.*, **61**, 4869 (1987).
- [22] A. Franciosi, Shu Chang, R. Reifengerger, U. Debska, R. Riedel. *Phys. Rev. B*, **32**, 6682 (1985).

Редактор Т.А. Полянская

Ratio of hole and electron exchange integrals of CdMnSe/ZnSe diluted magnetic structure with quantum dots

I.I. Reshina, S.V. Ivanov

Ioffe Physicotechnical Institute,
Russian Academy of Science,
194021 St. Petersburg, Russia

Abstract Increase of the ratio between valence and conduction band exchange integrals by a factor of 1.5 has been observed in a CdMnSe/ZnSe structure with self organized quantum dots in respect to the known value for CdMnSe bulk sample. The study has been performed by measurements of photoluminescence and resonant Raman spectra in strong magnetic fields up to 6 T in Faraday and Voigt configurations. The effect is interpreted as being mainly due to the decrease of the conduction band exchange integral related to the lifting of a prohibition for the kinetic $s-d$ exchange mechanism in low-dimensional structures.