

УДК: 621.315.592

Верцимаха Г. В., Лев С. Б., Су гаков В. И.

ВПЛИВ МАГНІТНОГО ПОЛЯ НА ПАРАМЕТРИ ПРЯМИХ І НЕПРЯМИХ ЕКСИТОНІВ У СИСТЕМІ НАПІВМАГНІТНИХ КВАНТОВИХ ЯМ

Розраховано вплив структурних параметрів напісмагнітних напівпровідникових квантових ям і зовнішнього магнітного поля на енергетичні рівні та інтенсивності оптичних переходів. Досліджено ефект відштовхування і перетину екситонних рівнів у магнітному полі. Розглянуто систему квантових ям на основі (CdMn)Te. У такій системі спостерігається перетин енергетичних рівнів екситонів, які локалізовані в різних квантових ямах. У цьому разі зростання магнітного поля призводить до зміни локалізації основного екситонного стану з однієї ями до іншої.

Вступ

Упродовж останніх років значну увагу було приділено дослідженню властивостей двовимірних напівпровідникових структур, оскільки в них можливе утворення непрямих екситонів

(з просторово рознесеними електроном і діркою). У працях [1-4] для досягнення цієї умови використовувалося електричне поле; в цій статті представлено спосіб керування положенням екситону без використання зовнішнього електричного поля. В системі подвійних квантових

ям на основі напівпровідників з магнітними домішками внаслідок сильної обмінної взаємодії між носіями і спінами магнітоактивних іонів виникає залежність положення рівня екситону від зовнішнього магнітного поля. Однією з переваг у разі використання магнітного поля є те, що на відміну від електричного воно не створює фотострум, який ускладнює інтерпретацію колективних ефектів.

У такій системі виникають цікаві ефекти, коли у разі зміни магнітного поля перетинаються різні енергетичні рівні. Відповідним чином змінюються як найнижчий енергетичний стан, так і спектр випромінювання. В системі $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te} / \text{CdTe} / \text{Cd}_{1-y}\text{Mn}_y\text{Te} / \text{Cd}_{1-z}\text{Mn}_z\text{Te} / \text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ в зовнішньому магнітному полі спостерігається резонанс між станами двох прямих екситонів і досліджуються змішані стани таких екситонів. Хвильова функція є симетричною або асиметричною відносно одночасної перестановки електрона і дірки між ямами, що впливає на інтенсивності оптичних переходів.

Метод розрахунку

Теоретично розраховано енергію та час життя прямих і непрямих екситонів у подвійних напівпровідникових квантових ямах з магнітними домішками. Схематично гетероструктуру, яку буде досліджено, представлено на рис. 1. В цій системі один або кілька шарів можуть мати в своєму складі магнітні домішки. Використання напівмагнітних шарів дає змогу за допомогою магнітного поля керувати глибиною ям як для електрона, так і для дірки відповідно до гігантського Зеєманівського розщеплення [5-7].

Гамільтоніан для нашої задачі має вигляд

$$H = H_0(\vec{r}_e, \vec{r}_h) + V_e(x, z_e, H, s_{e,z}) + V_h(x, z_h, H, s_{h,z}), \quad (1)$$

де $H_0(\vec{r}_e, \vec{r}_h)$ - гамільтоніан вільного екситона; $\vec{r}_{e(h)}$ - координата електрона (дірки); z - напрямок росту кристала; $z_{e(h)}$ - положення

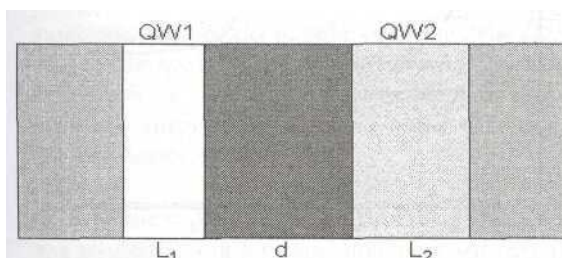


Рис. 1. Схематичне зображення гетероструктури: квантові ями: QW1, QW2

електрона (дірки) по осі z , χ - концентрація домішкових Іонів; $V_e(x, z_e, H, s_{e,z}) = V_e(z_e) - xN_0\alpha\bar{S}_{\text{Mn},z}(H)s_{e,z}$, $V_h(x, z_h, H, s_{h,z}) = V_h(z_h) - xN_0\beta\bar{S}_{\text{Mn},z}(H)s_{h,z}$ - потенціали відповідно для електрона і для дірки; $N_0\alpha$ і $N_0\beta$ - обмінні інтеграли; $\bar{S}_{\text{Mn},z}$ - усереднений спін домішкових іонів.

Потенціали $V_e(x, z_e, H, s_{e,z})$ і $V_h(x, z_h, H, s_{h,z})$ складаються з двох частин, одна з яких не залежить від магнітного поля, а інша описує обмінну взаємодію і залежить від магнітного поля, а також від проекції спіна електрона і дірки. Обмінна взаємодія між носіями і локалізованими спінами домішкових магнітоактивних іонів спричинює розщеплення рівнів для екситонів з різною поляризацією спінів.

Для дослідження поведінки енергії екситону в системі подвійних квантових ям було використано такий метод розрахунку. Хвильова функція вибиралась як лінійна комбінація одночастинкових хвильових функцій з визначеною локалізацією електрона і дірки. Нехай $\varphi_i(z_e)$, $i = 1, 2$ - одночастинкові хвильові функції електрона в одиночній ямі ζ (тобто, наприклад, $\varphi_1(z_e)$ - хвильова функція електрона, розташованого в ямі QW1, у разі, коли QW2 взагалі відсутня). Для дірки у валентній зоні ми маємо аналогічну ситуацію, і, відповідно, одночастинкову хвильову функцію ми позначимо через $\psi_j(z_h)$. Тоді хвильові функції IS станів, з яких буде побудовано загальну хвильову функцію, мають вигляд

$$\Psi_{ji}(\rho, z_e, z_h) = \varphi_i(z_e)\psi_j(z_h)\sqrt{\frac{2}{\pi}}\frac{1}{\lambda_{ij}}\exp\left(-\frac{\rho}{\lambda_{ij}}\right), \quad (4)$$

де $\rho = |\vec{\rho}_e - \vec{\rho}_h|$ - координати електрона і дірки в площині шарів, λ_{ij} - варіаційний параметр, який визначається з умови мінімізації енергії системи з гамільтоніаном (1) за функціями (4). Отримані таким чином функції є неортогональними і описують стан системи, коли електрон локалізований в ямі i , а дірка - в ямі j . Функції (4) не враховують можливості переходу носіїв між ямами і тому загальну хвильову функцію ми побудуємо, як лінійну комбінацію з функцій (4):

$$\Psi = \sum_{i,j} a_{ij}\Psi_{ji}(\rho, z_e, z_h). \quad (5)$$

Коефіцієнти a_{ij} - це амплітуди імовірності знайти електрон в ямі i , а дірку - в ямі j .

Величини коефіцієнтів a_{ij} та енергії екситонів визначають з рівнянь

$$\det \langle ij | H | km \rangle - E \langle ij | km \rangle = 0. \quad (6)$$

Тут і надалі нумерація рівнів E_ν починається з найнижчого $\nu = 1, \dots, 4$. Час життя екситону є обернено пропорційним до інтеграла перекривання

$$I = \left| \int \Psi(0, z, z) \right|^2, \quad (7)$$

який розраховують окремо для кожного стану екситону. Знаючи значення цього інтеграла, можна розрахувати різноманітні оптичні властивості системи: спектри відбивання та поглинання, спектр переходів тощо. Повні формули для цього наведено, наприклад, в праці [8].

Результати та їх обговорення

Розрахунки було проведено для системи, яка складається з квантової ями без магнітних домішок (немагнітна квантова яма QW1), тобто шару CdTe, магнітної квантової ями $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ і бар'єрів $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$, де $x > z$, x, z – відносні концентрації магнітних домішок. Для того щоб штучно поліпшити локалізацію носіїв заряду і збільшити час життя екситонів, було досліджено випадок, коли концентрація магнітних домішок у між'ямному бар'єрі більша ніж в зовнішніх.

Усі розрахунки для такої системи було проведено з наступними параметрами: ефективна маса електрона $m_e = 0,096m_0$, ефективна маса тяжкої дірки $m_{hh,h} = 0,64m_0$, діелектрична стала $\epsilon = 9,7$, ефективна температура $T_{eff} = 1,6 \text{ K}$, обмінні інтеграли відповідно $N_0\alpha = 0,22 \text{ eV}$, $N_0\beta = 0,88 \text{ eV}$ і $Q_V = 0,4$ [9]. Ширина забороненої зони для шару без магнітних домішок $E_g^{\text{CdTe}} = 1,606 \text{ eV}$ і для шарів, в яких присутні магнітноактивні домішки $E_g^{\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}} = E_g^{\text{CdTe}} + x d E_g$, де x – відповідна концентрація цих домішок; $d E_g = 1,592 \text{ eV}$ – емпіричний коефіцієнт. За включеного зовнішнього магнітного поля $\bar{S}_{\text{Mn},z}(H)$ розраховується за допомогою напівемпіричних формул [10]. Отже потенціальна енергія для електрона і дірки визначається як

$$V_{i,e} = (1 - Q_V) \left(E_g^{\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}} - E_g^{\text{CdTe}} \right) - x_i N_0 \alpha \bar{S}_{\text{Mn},z}(H) s_{e,z}, \quad (8)$$

$$V_{i,h} = Q_V \left(E_g^{\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}} - E_g^{\text{CdTe}} \right) - x N_0 \beta \bar{S}_{\text{Mn},z}(H) s_{h,z}. \quad (9)$$

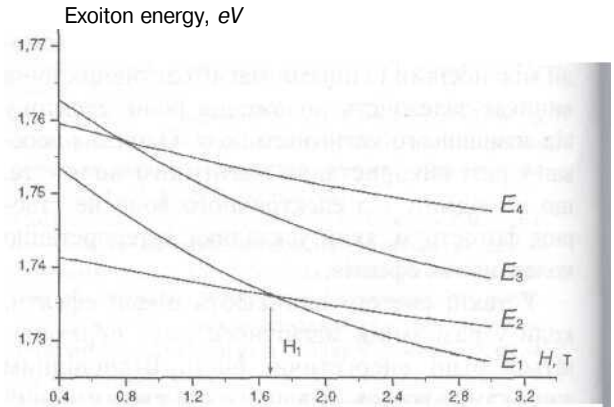


Рис. 2. Залежність енергетичних рівнів екситону від зовнішнього магнітного поля при $L_x = 22 \text{ \AA}$, $L_y = 50 \text{ \AA}$ за відповідних концентрацій домішок: $x = 0,15$, $y = 0,2$, $z = 0,05$

На рис. 2 представлено залежність енергії екситону для компоненти σ^+ екситонних переходів в системі подвійних квантових ям. відповідні інтеграли перекривання представлено на рис. 3.

Значення зовнішнього магнітного поля, за якого найнижчі рівні E_1 і E_2 наближаються максимально, ми позначимо як H_1 . Обидва рівні E_1 і E_2 відповідають прямим екситонам, але з різною просторовою локалізацією. При $H < H_1$ найнижчий рівень E_1 відповідає екситону, носії якого локалізовані в немагнітній ямі (QW1), екситон з енергією E_2 складається з електрона і дірки, розташованих в QW2, а при $H > H_1$, E_2 відповідає екситону в QW2, E_1 – екситону в QW1. Інакше кажучи, для $H < H_1$ найнижча енергія буде в екситону, локалізованого в QW1, а для $H > H_1$ – в QW2. Як бачимо з рис. 3, у разі переходу через точку H_1 , трохи зменшується величина інтеграла пере-

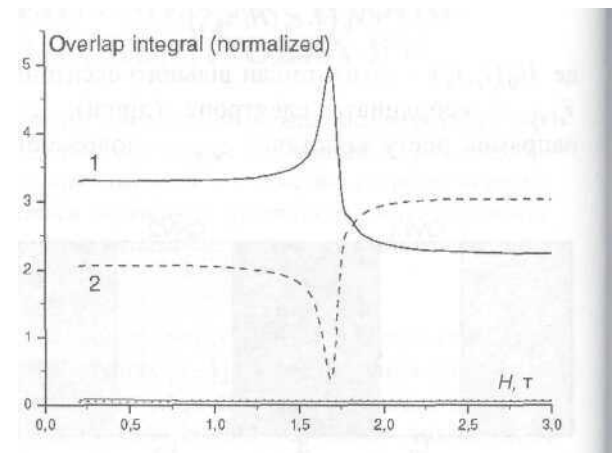


Рис. 3. Значення інтеграла перекривання в зовнішньому магнітному полі. Параметри системи ідентичні із зазначеними на рис. 2

кривання для екситону в найнижчому збудженому стані. Коли поля близькі до H_1 то утворюється змішаний стан з хвильовою функцією, симетричною або асиметричною щодо одночасного переходу екситону між ямами. В результаті цього ми отримуємо пік і провал на відповідних графіках для інтеграла перекивання (див. рис. 3), тобто в цьому разі ми отримуємо резонанс між енергетичними рівнями екситонів, які розташовані в різних квантових ямах. У точці $Y = Y_1$ ми маємо делокалізований по ямах колективний екситонний стан.

Висновки

Досліджено динаміку екситонних рівнів у напівмагнітних напівпровідникових подвійних квантових ямах під дією зовнішнього магнітного поля. Показано, що за певних значень поля має місце резонансний перехід між екситонними енергетичними рівнями. Ці переходи впливають на оптичні властивості, а отже, за допомогою зовнішнього магнітного поля і внутрішніх параметрів системи можна впливати на характеристики екситону.

1. Butov L. V., Film A. I. Phys. Rev. B 58, 1980 (1998).
2. Larionov A. V., Timofeev V. B., Hvain J. et al. JETP Lett. 75, 200 (2002).
3. Butov L. V., Gossard A. C., Chemla D. S. Nature 418, 751 (2002).
4. Snoke D., Denev S., Liu Y., et al. Nature 418, 754 (2002).
5. Konmrov A. V., Ryabchenko S. M., Terletsii O. V. Zh. Eksp. Teor. Fiz 73, 608 (1977).
6. Gaj J. A., Planel R. and Fismian G. Solid State Commun. 29, 435 (1979).
7. Klar P. J., Watting J. R., Wolversom D. Semicond. Sci. Technol. 12, 1240 (1997).
8. Ivchenko E. L., Kavokin A. V., Kochereshko V. P. et al. Phys. Rev. 846, 7713 (1992).
9. Ossau W., Fiederling R., Konig B. et al. Phys. Low-Dim. Struct. 11/12, 89 (1997).
10. Gaj J. A., Grieshaber W., Bodin-Deshayes C. et al. Phys. Rev. 850, 5512 (1994).

G. Vertsimakha, S. Lev, V. Sugakov

THE INFLUENCE OF THE MAGNETIC FIELD ON PARAMETERS OF THE DIRECT AND INDIRECT EXCITONS IN THE SEMIMAGNETIC QUANTUM WELLS SYSTEM

Energy levels and optical transition intensities of direct and indirect excitons in diluted magnetic semiconductor double quantum wells were calculated as a function of the structure parameters and magnetic field. The effects arising from magnetic field induced crossing and repulsion of the exciton levels were investigated. The (CdMn)Te-based structures were studied. In such system the energy level crossing of exciton localized in the different wells of the structure was found. In this case magnetic field rise leads to the transfer of the lowest exciton state from one well to another well of the system.