

## МАГНІТНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ЕКСИТОННИХ СПЕКТРІВ У КВАНТОВИХ ЯМАХ ОПРОМІНЕНИХ НАПІВМАГНІТНИХ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Г. В. Верцімаха, В. В. Михайловський, В. Й. Сугаков

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ*

Розраховано залежність спектрів екситонів від магнітного поля у квантових ямах  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ , опромінені високоенергетичними частинками. Показано, що в опромінені зразках має місце суттєве збільшення розщеплення екситонних рівнів у магнітному полі у квантовій ямі. Збільшення розщеплення обумовлене зростанням ролі обмінної взаємодії екситонів з магнітними іонами марганцю, що проникають у шар квантової ями під дією опромінення. Досліджується величина ефекту залежно від дози опромінення та ширини квантової ями.

У зв'язку з широким використанням низьковимірних структур актуальними стають питання радіаційної стійкості таких структур [1 - 4]. Метою даної роботи є дослідження ефекту, чутливого до перерозподілу домішок у квантовій ямі. А саме опромінення приводить до такого перерозподілу. У попередній роботі авторів [5] досліджувались зміни в екситонних спектрах, що виникають унаслідок опромінення напівмагнітної квантової ями. Було показано, що дифузійне розмиття квантової ями з напівмагнітними бар'єрами суттєво змінює положення екситонних смуг. У даній роботі ми показали, що розщеплення екситонних смуг у магнітному полі є чутливим до дози опромінення й може істотно збільшуватися.

Як відомо, у напівмагнітних напівпровідниках існує сильна обмінна взаємодія носіїв заряду з магнітними іонами [6, 7]. Оскільки ця обмінна взаємодія (0,1 - 1 eV) значно перевищує пряму взаємодію носіїв з магнітним полем ( $10^{-4}$  -  $10^{-5}$  eV у магнітному полі порядку 1 Т), то орієнтація спінів магнітних домішок у зовнішньому магнітному полі приводить до сильної залежності положення екситонних рівнів від магнітного поля (так званий ефект гігантського спінового розщеплення рівнів [6]). Якщо квантова яма формується шаром немагнітного напівпровідника (наприклад, CdTe) з напівмагнітними бар'єрними шарами (CdMnTe), то взаємодія локалізованих в ямі носіїв з магнітними іонами зумовлюється лише проникненням хвильових функцій електрона та дірки в бар'єри, де містяться магнітні іони, а отже, є невеликою. Опромінення приводить до проникнення магнітних іонів у квантову яму, суттєво збільшуючи їх взаємодію з носіями. Таким чином, величина розщеплення екситонних смуг у зовнішньому магнітному полі має бути чутливою до опромінення, яке перерозподіляє магнітні іони в гетероструктурі.

### Зміна профілю концентрації марганцю в кристалі під опроміненням

Для розрахунку впливу магнітного поля на спектри опромінені зразків використовуються результати попередньої роботи [5], в якій для з'ясування просторового розподілу марганцю в сплаві Cd(Mn)Te під опроміненням було сформульовано кінетичні рівняння для концентрації кадмію, марганцю, вакансій, а також для концентрації міжвузельних атомів. У цих рівняннях було враховано процеси радіаційного утворення дефектів, процеси рекомбінації вакансій та міжвузельних атомів, дифузія кадмію та марганцю через міжвузельні положення та за допомогою вакансій, а також тепловий баланс у кристалі, пов'язаний з нагрівом зразка опроміненням та обміном енергією з термостатом. Необхідні коефіцієнти було взято з експериментальних робіт. Побудована система диференціальних рівнянь розв'язувалася чисельно.

При виборі початкового розподілу марганцю вважалось, що всередині шару квантової ями магнітні іони відсутні. Із часом під дією опромінення квантова яма розпливається внаслідок проникнення іонів марганцю в яму і опромінення значно пришвидшує цей процес. Можна відокремити два основних чинники цього процесу. По-перше, опромінення збільшує концентрацію точкових дефектів (вакансій), за допомогою яких і відбувається дифузія марганцю. По-друге, опромінення приносить у кристал енергію, за рахунок чого збільшується температура зразка і пришвидшуються всі процеси дифузії. Співвідношення між швидкістю утворення дефектів та введеною опроміненням енергією за одиницю часу залежить від типу частинок та їх енергії. У роботі ці величини задавалися певними параметрами: швидкістю утворення точкових дефектів та величиною енергії, що вноситься до кристала опроміненням [8].

Чисельні розрахунки показують, що незважаючи на велику кількість процесів, урахованих при розрахунках, отриманий профіль концентрації марганцю дуже добре описується аналітичною формулою

$$x(z) = C_0 + C_1 \left( \operatorname{erfc} \left( \frac{z - B_1}{A_1} \right) + \operatorname{erfc} \left( -\frac{z - B_2}{A_2} \right) \right), \quad (1)$$

де  $x$  - дольова концентрація марганцю;  $z$  - просторова координата;  $A$ ,  $B$  та  $C$  - параметри розподілу, за допомогою яких аналітична апроксимація підганяється під розв'язок, отриманий чисельно, у будь-який момент часу. Параметри  $B$  та  $C$  задають положення та амплітуду розподілу; вони практично не змінюються з часом. Параметри  $A$  задають характерну ширину розмиття границі ями. На рис. 1 зображено, як змінюється значення цих параметрів з часом (значення параметрів  $A$  рівні одне одному). Слід зазначити, що за відсутності рекомбінації та при постійному коефіцієнті дифузії точний розв'язок рівняння дифузії в суцільному середовищі при початкових умовах, що розглядаються в роботі, записується у такому самому вигляді.

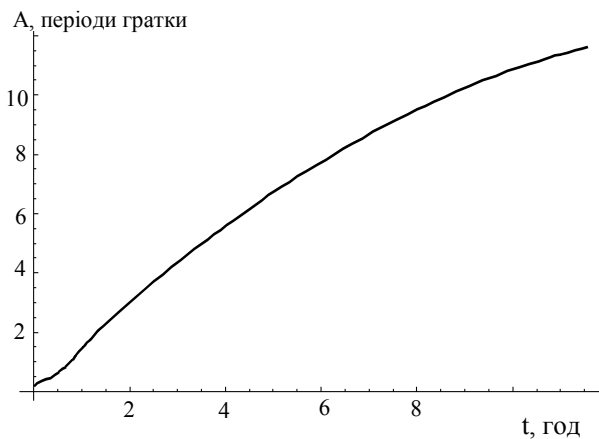


Рис. 1. Значення апроксимуючого параметра  $A$  розподілу марганцю в різні моменти часу. Інтенсивність опромінення  $10^{-6}$  зна/с, температура зразка 500 К, оточуючого середовища – кімнатна, початкова ширина ями 11 періодів ґратки.

### Магнітопольова залежність екситонних смуг у напівмагнітних квантових ямах під опроміненням

Як видно з попереднього розділу, концентраційний профіль гетероструктури істотно змінюється внаслідок опромінення. Саме концентрація домішок марганцю в шарах гетероструктури  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  визначає глибини потенціальних ям для електрона та дірки, що формують екситон. Тому спричинене опроміненням розмиття меж поділу гетероструктури змінює

енергетичний профіль квантової ями, а отже, й енергію екситону. Щоб розрахувати енергію екситону, запишемо гамільтоніан системи

$$H = H_0 + V_e(z_e, B, m) + V_h(z_h, B, n), \quad (2)$$

де  $H_0$  - гамільтоніан вільного екситону Ваньє в кристалі  $\text{CdTe}$ ,  $V_e(z_e, B, m)$  та  $V_h(z_h, B, n)$  - потенціали квантової ями для електрона та дірки відповідно. Дані потенціали залежать від прикладеного магнітного поля  $B$ , проекцій спінів електрона  $m = \pm 1/2$  та важкої дірки  $n = \pm 3/2$  на напрям магнітного поля, координати електрона (дірки)  $z_{e(h)}$  та розподілу відносної концентрації домішок марганцю  $x(z)$  в структурі. Нехай магнітне поле прикладене в напрямку росту кристала (уздовж осі  $z$ ). Потенціали  $V_e(z_e, B, m)$  та  $V_h(z_h, B, n)$  мають дві складові. Перша пов'язана з різними значеннями електронної густини атома заміщення марганцю та атома кадмію, деформацією кристалічної ґратки поблизу атома заміщення тощо. Ця складова взаємодії носія з магнітними іонами не залежить від магнітного поля. Друга складова описує обмінну взаємодію і залежить від магнітного поля  $B$ . Як указувалось вище, саме ця обмінна взаємодія зумовлює гігантське спінове розщеплення рівнів у зовнішньому магнітному полі. Таким чином, потенціали квантової ями для електрона та дірки можна записати у вигляді

$$V_e(z_e, B, m) = E_g^{\text{CdTe}} + (1 - Q_V) dE_g x(z_e) - x(z_e) N_0 \alpha \bar{S}_z^{\text{Mn}}(B) m,$$

$$V_h(z_h, B, n) = Q_V dE_g x(z_h) - x(z_h) \frac{N_0 \beta}{3} \bar{S}_z^{\text{Mn}}(B) n, \quad (3)$$

де  $E_g^{\text{CdTe}} = 1,606$  eV - ширина забороненої зони  $\text{CdTe}$  при температурі  $T = 1,6$  К;  $dE_g = 1,592$  eV;  $Q_V = 0,4$ ;  $N_0 \alpha = 0,22$  eV і  $N_0 \beta = -0,88$  eV - обмінні інтеграли [7, 9]. Для розрахунку середнього спіну магнітного іона  $\bar{S}_z^{\text{Mn}}(B)$  використовувались емпіричні залежності [10].

За відсутності магнітного поля профіль потенціальної ями для електрона та дірки повторює профіль розподілу магнітних іонів  $x(z)$ . У магнітному полі глибини квантових ям для  $\sigma^+$ - та  $\sigma^-$ -компонент екситонного переходу будуть різними внаслідок розщеплення країв енергетичних зон. Окрім того, складна магнітопольова залежність середнього спіну магнітного іона  $\bar{S}_z^{\text{Mn}}(B)$  спричинює суттєву зміну профілю по-

тенціальної ями для носіїв у зовнішньому магнітному полі. Розподіл домішок марганцю  $x(z)$  було отримано з розрахунків, наведених у попередньому розділі.

Для розрахунків енергії зв'язку використовувався варіаційний метод з пробною хвильовою функцією основного стану екситону

$$\Phi(\vec{r}, z_e, z_h) = N f_e(z_e) f_h(z_h) e^{-r/\lambda}, \quad (4)$$

де  $\vec{r} = \vec{r}_e - \vec{r}_h$ ;  $\vec{r}_{e(h)}$  - координата електрона (дірки);  $\lambda$  - варіаційний параметр;  $N$  - стала нормування. Для розрахунку одночастинкових хвильових функцій електрона та дірки  $f_e(z_e)$  та  $f_h(z_h)$  у квантових ямах чисельно розв'язувались рівняння

$$\left( -\frac{\hbar^2}{2m_{e(h)}} \frac{d^2}{dz_{e(h)}^2} + V_{e(h)}(z_{e(h)}, B, m(n)) \right) \times f_{e(h)}(z_{e(h)}) = E_{e(h)} f_{e(h)}(z_{e(h)}), \quad (5)$$

де  $m_{e(h)}$  - ефективна маса електрона (важкої дірки);  $E_{e(h)}$  - енергія електрона (дірки) у квантовій ямі. При цьому для розрахунку енергії екситону в пробній хвильовій функції (4) враховувались лише хвильові функції найнижчих рівнів електрона та дірки у квантових ямах. Це наближення справедливе, якщо відстань між рівнями електрона (дірки) значно перевищує енергію зв'язку екситону. Для розрахунків використовувались ефективні маси електрона та важкої дірки  $m_e = 0,096m_0$  та  $m_h = 0,64m_0$  відповідно [7]; діелектрична стала  $\epsilon = 9,7$ ,  $T = 1,6$  К.

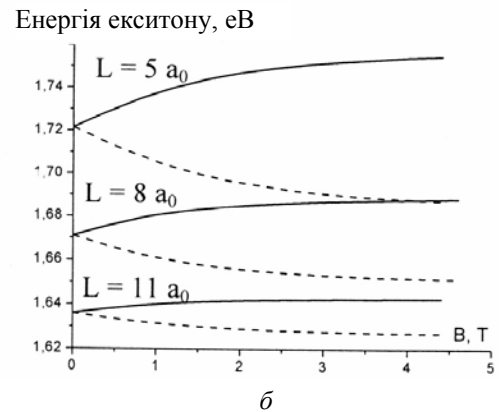
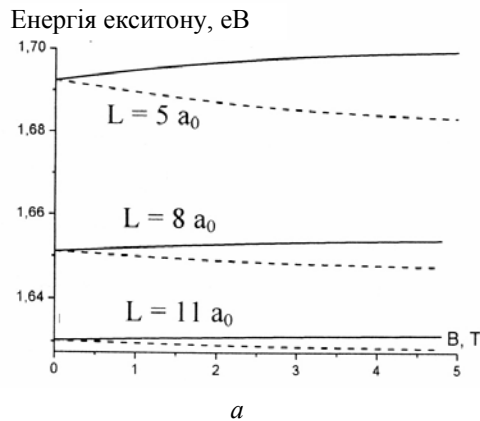


Рис. 2. Магнітопольова залежність розщеплення  $\sigma^+$ - та  $\sigma^-$ -компонент екситонних смуг для ям шириною  $L = 5a_0$ ,  $8a_0$  і  $11a_0$  (суцільна лінія -  $\sigma^-$ -компонента, пунктир -  $\sigma^+$ -компонента) для неопромінених квантових ям (а) та після 100 хв опромінення (б).

Рис. 2 показує, як впливає опромінення на положення екситонних смуг у квантових ямах різної ширини  $L = 5a_0$ ,  $8a_0$  та  $11a_0$  (тут  $L$  - ширина прямокутної ями до опромінення, ширина моношару  $a_0 = 3,24$  Å). Розрахунки проводились для структур із відносною концентрацією іонів марганцю в глибині бар'єрних шарів  $x_0 = 0,15$ . Для прямокутної квантової ями з напівмагнітними бар'єрами розщеплення  $\sigma^+$ - та  $\sigma^-$ -компонент екситонного переходу в магнітному полі зростає із зменшенням ширини ями, оскільки в цьому випадку хвильова функція екситону глибше проникає в напівмагнітні бар'єрні шари (на рис. 2, а наведено розщеплення смуг для неопромінених ям). При опроміненні магнітні іони проникають у шар квантової ями, і з часом енергія екситону зростає внаслідок звуження ями. При цьому зростає й розщеплення екситонних смуг, оскільки всередині квантової ями домішки ефективніше

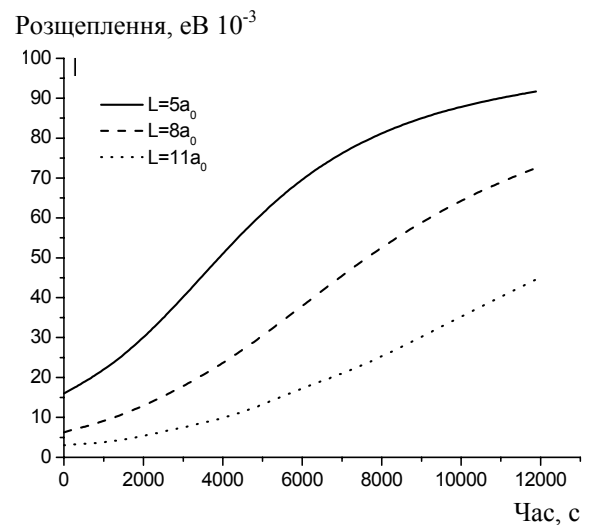


Рис. 3. Розщеплення екситонного рівня в магнітному полі  $B = 5$  Т залежно від часу опромінення.

взаємодіють з носіями заряду. Це особливо помітно у випадку більш широких ям (див. рис. 2, б, час опромінення  $t = 100$  хв), в яких до опромінення носії були сильно локалізованими в немагнітному шарі.

При достатньо тривалому опроміненні концентрація магнітних іонів стає відмінною від нуля у всьому шарі квантової ями, при цьому розщеплення смуг в ямах наближається за величиною до розщеплення в бар'єрному магнітному шарі (рис. 3).

Таким чином, у роботі показано, що перерозподіл іонів марганцю під дією опромінення

призводить до суттєвого збільшення розщеплення рівнів екситонів у магнітному полі у квантовій ямі. Ефект є більш сильним для широких ям. Явище пов'язане з проникненням іонів марганцю у квантову яму, що зумовлено двома чинниками: розігрівом зразка опроміненням та утворенням точкових дефектів, що призводить до пришвидшення дифузії марганцю. Унаслідок цього ефект гігантського спінового розщеплення стає більш істотним. Розрахунки показують, що основним внеском у перерозподіл іонів марганцю є розігрів кристала опроміненням.

#### СПИСОК ЛІТЕРАТУРИ

1. *Freundlich A., Alemi A.* Multi quantum well multijunction solar cell for space applications // *Physica status solidi (c)*. - 2005. - Vol. 2, Issue 8. - P. 2978-2981.
2. *Mbarki M., Sun G.C., Bourgoin J.C.* Prediction of solar cell degradation in space from the electron-proton equivalence // *Semicond. Sci. Technol.* - 2004. - Vol. 19. - P. 1081 - 1085.
3. *Djie H.S., Mei T., Arokiaraj J.* GaAs/AlGaAs quantum well intermixing using high-density argon plasma // *Semicond. Sci. Technol.* - 2005. - Vol. 20. - P. 244 - 249.
4. *Li L., Liu H.C., Wilson P.H., Buchanan M., Khanna S.M.* Influence of high energy particle radiation on GaAs/AlGaAs quantum well infrared photodetectors // *Semicond. Sci. Technol.* - 1997. - Vol. 12. - P. 947 - 952.
5. *Верцімаха Г.В., Михайловський В.В., Сугаков В.І.* Деградація квантових ям та зміна енергетичних спектрів у напівпровідниках під дією опромінення // 36. наук. праць Ін-ту ядерних досл. - 2005. - № 2(15). - С. 97 - 105.
6. *Комаров А.В., Рябченко С.М., Терлецкий О.В. и др.* Магнитооптические исследования и двойной оптико-магнитный резонанс экситонной полосы в CdTe : Mn // *ЖЭТФ*. - 1979. - Т. 73, № 2(8). - С. 608 - 618.
7. *Gaj J.A., Planel R., Fishman G.* Relation of magneto-optical properties of free excitons to spin alignment of Mn ions in CdMnTe // *Solid State Commun.* - 1979. - Vol. 29. - P. 435.
8. *Лейман К.* Взаимодействие излучения с твердым телом и образование элементарных дефектов. - М.: Атомиздат, 1979. - 296 с.
9. *Ossau W., Fiederling R., Konig B. et al.* Nondiagonal Transitions in Semimagnetic Quantum Wells with Parabolic and Half-Parabolic Confining Potentials // *Phys. Low-Dim. Struct.* - 1997. - Vol. 11/12. - P. 89.
10. *Gaj J.A., Grieshaber W., Bodin-Deshayes C. et al.* Magneto-optical study of interface mixing in the CdTe-(Cd,Mn)Te system // *Phys. Rev. B* - 1994. - Vol. 50. - P. 5512 - 5527.

#### МАГНИТНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ ЭКСИТОННЫХ СПЕКТРОВ В КВАНТОВЫХ ЯМАХ ОБЛУЧЕННЫХ ПОЛУМАГНИТНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

**А. В. Верцимаха, В. В. Михайловский, В. И. Сугаков**

Рассчитана зависимость спектров экситонов от магнитного поля в квантовых ямах  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$ , облученных высокоэнергетическими частицами. Показано, что в облученных образцах имеет место существенное увеличение расщепления экситонных уровней в магнитном поле в квантовой яме. Увеличение расщепления обусловлено возрастанием роли обменного взаимодействия экситонов с магнитными ионами марганца, которые проникают в слой квантовой ямы под действием облучения. Исследуется величина эффекта в зависимости от дозы облучения и ширины квантовой ямы.

#### MAGNETIC DEPENDENCE OF EXCITON SPECTRA IN QUANTUM WELLS IN IRRADIATED SEMIMAGNETIC SEMICONDUCTORS

**G. V. Vetsimakha, V. V. Mykhaylovskyy, V. I. Sugakov**

Dependence of the exciton spectra on the magnetic field in  $\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}$  quantum wells irradiated with high-energy particles is calculated in this work. It was shown that the substantial increase in splitting of exciton levels in quantum well takes place in the irradiated samples in the presents of magnetic field. The increase in splitting is caused by the growth of the exciton exchange interaction with magnetic ions of manganese, which penetrates into quantum well because of irradiation. Magnitude of the effect as the function of irradiation dose and quantum well width is investigated.

Надійшла до редакції 11.01.08,  
після доопрацювання – 10.04.08.