

# ЕФЕКТ НЕНАЛАГОДЖЕНОГО КРІОСТАТА. ЧАСОВІ КОЛИВАННЯ ПОЛОЖЕННЯ ЕКСИТОННИХ РІВНІВ В НАПІВМАГНІТНИХ КВАНТОВИХ ЯМАХ ПРИ СТАЦІОНАРНОМУ ЗБУДЖЕННІ

В. Й. Сугаков, Г. В. Верцімаха

*Інститут ядерних досліджень НАН України, Київ, Україна*

В роботі [1] спостерігались періодичні коливання коефіцієнта відбивання світла в гетероструктурах на основі  $\text{Cs}_3\text{Bi}_2\text{I}_9$  при стаціонарному збудженні в області частот екситонних переходів. Даний ефект був пояснений коливаннями температури в неідеально налаштованому кріостаті, ефект яких підсилюється поблизу фазового переходу у зразку. Періодичні коливання і коливання температури іншого типу спостерігаються в кріостатах [2, 3].

Цікаво дослідити подібний ефект в іншій системі, а саме в напівмагнітних напівпровідниках, де обмінна взаємодія між носіями заряду та магнітними іонами призводить до гігантського розщеплення енергетичних рівнів в зовнішньому магнітному полі [4]. Чутливість намагніченості підсистеми магнітних іонів до температури дозволяє очікувати суттєвої залежності положення екситонних смуг від коливань температури. Досліджувалась гетероструктура з подвійною квантовою ямою  $\text{Cd}_{1-y}\text{Mg}_y\text{Te}/\text{CdTe}/\text{Cd}_{1-y}\text{Mg}_y\text{Te}/\text{Cd}_{1-x}\text{Mn}_x\text{Te}/\text{Cd}_{1-y}\text{Mg}_y\text{Te}$  в постійному магнітному полі при змінній температурі термостата. Одна з квантових ям даної системи є напівмагнітною – вона утворена шаром напівпровідника, що містить магнітні іони Mn. Залежність температури  $T$  від часу  $t$  вважалась періодичною:

$$T = T_0 \left( 1 + \frac{\Delta T}{T_0} \cos \left( 2 \frac{\pi t}{t_0} \right) \right),$$

де  $t_0$  і  $\Delta T$  – період і амплітуда коливань, відповідно. Якщо період коливань температури значно більший за час переходу між електронними рівнями, задача зводиться до стаціонарної задачі про енергію системи при температурі, яку система мала в певний момент часу. Дана стаціонарна задача розв'язувалась методом, розробленим у роботі [5]. Варіаційна хвильова функція вибиралась у вигляді, зручному для опису просторового положення носіїв заряду:

$$\Psi = \sum_{ij} a_{ij} \Psi_{ij}(\rho, z_e, z_h)$$

де функції  $\Psi_{ij}(\rho, z_e, z_h) = \varphi_i(z_e) \psi_j(z_h) \sqrt{\frac{2}{\pi \lambda_{ij} z}} \exp \left( -\frac{|\vec{\rho}_e - \vec{\rho}_h|}{\lambda_{ij}} \right)$  описують електрон, локалізований в квантовій ямі  $i$ , і дірку в ямі  $j$ ,  $\varphi_i(z_e)$  та  $\psi_j(z_h)$  - найнижчі стани електрона і дірки у відповідній ямі,  $(\vec{\rho}_{e(h)}, z_{e(h)})$  – координата електрона (дірки), вісь  $z$  направлена перпендикулярно до шару ями,  $\lambda_{ij}$  - варіаційний параметр. Коефіцієнти  $a_{ij}$  визначають імовірність знайти електрон в квантовій ямі  $i$  і дірку в ямі  $j$ . Розрахунки проводились для структури з шириною немагнітної ями, рівною  $L_1=26$  ML, шириною магнітної ями  $L_2=46$  ML, шириною бар'єра  $L_b=6$  ML, де  $\text{ML}=3.24\text{Å}$  - ширина моношару CdTe;  $x=0.05$ ,  $y=0.26$ . Детально спосіб розрахунків та необхідні для них значення параметрів для даних матеріалів описані в роботі [6].

На Рис. 1 показані результати розрахунку енергії 1S-стану екситона в магнітному полі для  $\sigma^-$ -компоненти екситонного переходу.

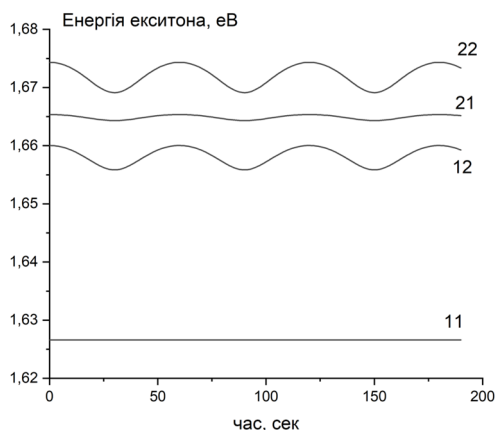


Рис.1. Залежність енергетичних спектрів основного стану екситона від часу при середньому значенні температури системи  $T=3\text{K}$  і коливаннях температури з амплітудою 1K і періодом 60 сек в магнітному полі з напруженістю 3Т. Цифрами на рисунку позначені просторові стани екситона: 11 - електрон і дірка локалізовані в немагнітній квантвій ямі; 12 – електрон в немагнітній ямі і дірка в магнітній ямі; 21 – електрон в магнітній ямі і дірка в немагнітній ямі; 22 – обидва носії в магнітній ямі.

Найбільший вплив флуктуації температури очікувано справляють на стан, що відповідає електрону і дірці, локалізованим в магнітній ямі (стан 22 на Рис.1), тоді як енергія стану екситона з носіями, локалізованими в немагнітній ямі, залишається з часом сталим. Коливання енергії є більшими, якщо в магнітному шарі локалізована дірка (стан 12 на Рис.1), а не електрон (стан 21). Це зумовлено більшим значенням обмінного інтеграла дірки порівняно з електроном, і, відповідно, сильнішою обмінною взаємодією дірки з магнітними домішками.

На Рис.2 показано положення енергії стану екситона з носіями, локалізованими в магнітній ямі, для кількох значень напруженості магнітного поля. Зі збільшенням магнітного поля зростає середня намагніченість магнітних іонів  $M_n$  і, відповідно, посилюється обмінна взаємодія екситона з ними. В слабких магнітних полях температурна залежність намагніченості є різкою, і амплітуда коливань енергії екситона зростає з ростом напруженості поля. При подальшому зростанні магнітного поля намагніченість кристала досягає насиченості, і коливання температури вже не мають суттєвого впливу на намагніченість кристала. Це пояснює зменшення амплітуди осциляцій енергетичного положення екситонного рівня зменшується. Це видно також з кривих на Рис. 3, де показана залежність амплітуди коливань енергії екситонного стану в магнітному шарі від напруженості магнітного поля.

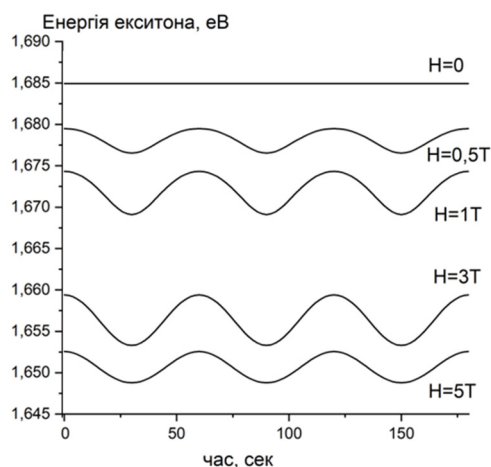


Рис 2. Залежність положення лінії екситона з носіями локалізованими в магнітній ямі для різних значень зовнішнього магнітного поля  $H$ .

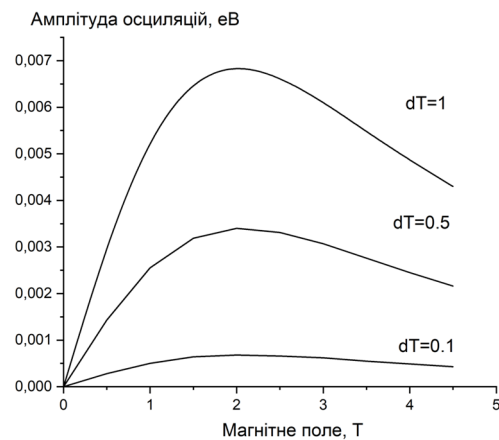


Рис.3. Залежність амплітуди осциляцій енергії екситонного стану з носіями, локалізованими в напівмагнітній ямі, від зовнішнього магнітного поля для кількох значень амплітуди флуктуацій температури.

Таким чином, в гетероструктурах на основі напівмагнітних напівпровідників коливання температури можуть слугувати джерелом інформації про взаємодію електронних станів системи з магнітними домішками.

1. F. V. Motsnyi, O. M. Smolanka, V. I. Sugakov, E. Yu. Peresh. 137 (2006) 221.
2. C.Pan, Bo Gao, Y. Song at el. Cryogenics 109 (2020) 103097.
3. S.Liu, Y. Song, H. Zhang et al. Applied Thermal Engineering 258 (2025) 124 562.
4. A. V. Komarov, S. M. Ryabchenko, I. I. Zheru et al. *Sov. Phys. - JETP* **46** (1977) 318.
5. S. B. Lev, V. I. Sugakov and G. V. Vertsimakha. *J. Phys.: Condens. Matter* (2004) 16 4033.
6. O. Terletskii, S. Ryabchenko, V. Sugakov et al. *Phys. Status Solidi C* 14 (2017) 1700124.