

І.В. ГАВРИЛЬЧЕНКО, О.С. БАУЖА, Б.Б. СУСЬ, С.П. ЗАГОРОДНЮК

Київський національний університет імені Тараса Шевченка, Фізичний факультет  
(Вул. Володимирська, 64/13, Київ 01601; emails: ir@univ.kiev.ua,  
asb@univ.kiev.ua, bnsuse@gmail.com, szagorodniuk@gmail.com)**МАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ  
ПАРАБОЛІЧНИХ КВАНТОВИХ КІЛЕЦЬ  
GaSb ТА InAs ЗІ СПІН-ОРБІТАЛЬНОЮ  
ТА ЕЛЕКТРОН-ЕЛЕКТРОННОЮ ВЗАЄМОДІЄЮ**

УДК 538.9, 537.6

*Детально представлено теоретичний розгляд впливу спін-орбітальної та електрон-електронної взаємодій на квантові точки GaSb і InAs, заповнені кількома електронами. Проаналізовано вплив спін-орбітальної та електрон-електронної взаємодій на магнітні властивості квантових точок за низьких температур. Магнітні властивості квантових точок з певним електронним заповненням виявляють різку зміну намагніченості зі зміною величини прикладеного магнітного поля. Стрибок намагніченості є результатом електрон-електронної або спін-орбітальної взаємодій.*

*Ключові слова:* квантова точка, спін-орбітальна взаємодія, електрон-електронна взаємодія, магнітні властивості, намагніченість.

**1. Вступ**

Квантові точки (КТ) – це унікальні структури з надзвичайними електронними та оптичними властивостями. Квантові точки, а також квантові кільця, можна розглядати як штучні атоми. Створення КТ є особливо перспективним напрямом у фізиці через можливість їх використання як кубітів у квантових обчисленнях [1, 2]. Вони також є привабливим матеріалом для резонансного перенесення енергії флуоресценції, квантово-механічного процесу, що ґрунтується на залежності відстані не-випромінювального перенесення енергії від донора збудженого стану до акцептора основного стану через дальнодійні диполь-дипольні взаємодії [3]. Напівпровідникові КТ застосовуються для розробки оптично активних хімічних сенсорів і біосенсорів [4], а також у спінтроніці [1, 5, 6].

Пристрої, що базуються на застосуванні електронного спіну, наприклад, пристрої для зберігання

інформації (спін-клапани в магнітних головках жорстких дисків) вже викликають комерційний інтерес. Квантові кільця й квантові точки можуть бути використані в пристроях, пов'язаних зі спіновим транспортом. Спін-орбітальні (СО) взаємодії в низьковимірних структурах квантових точок і квантових кілець зараз інтенсивно досліджуються [7, 8].

Напрями сучасних теоретичних досліджень пов'язані з вивченням спінової динаміки електронів у квантових точках і кільцях [6, 9], магнітних властивостей квантововимірних структур [5, 10, 11] і магнітооптичних властивостей штучних атомів [7, 8, 12]. Нещодавні експериментальні й теоретичні дослідження підтвердили, що СО розщеплення впливає на перенесення заряду та флуктуації провідності на квантових точках, розташованих в однорідному магнітному полі. Воно також впливає на поглинання інфрачервоного випромінювання квантовими точками.

Нанорозмірні напівпровідникові кристали або структури з квантовими ямами, в яких рух електронів обмежений прикладеним електричним потенціалом, можуть відігравати роль КТ. Досить часто такі структури базуються на арсеніді галію (GaAs) [13]. Рідше для таких структур використовується антимонід галію (GaSb), вузькозонний напівпровідник III–V групи з високою рухливістю ді-

Цитування: Гаврильченко І.В., Баужа О.С., Сусь Б.Б., Загороднюк С.П. Магнітні властивості параболічних квантових кілець GaSb та InAs зі спін-орбітальною та електрон-електронною взаємодією. *Укр. фіз. журн.* **71**, № 6, 551 (2026).

© Видавець ВД “Академперіодика” НАН України, 2026. Стаття опублікована за умовами відкритого доступу за ліцензією CC BY-NC-ND (<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0/>).

рок за кімнатної температури. Тому він має технологічне значення в електроніці й оптоелектроніці [14]. На основі GaSb розробляються малопотужні, високоефективні польові транзистори *p*-типу. Нанодіоди й КТ з GaSb також були предметом інтенсивних досліджень [15–19]. Дослідження структури валентної зони GaSb виявляють значне спінове розщеплення основної підзони, спричинене СО взаємодією. Тому GaSb може бути придатним матеріалом для формування спінових кубітів, як і традиційні напівпровідники, такі як GaAs [13].

Метою цієї роботи є дослідження магнітних властивостей КТ GaSb, заповнених 2–6 електронами. Для порівняння з GaSb також узяті КТ InAs такого ж розміру. Ця проблема аналізується з врахуванням ефектів електрон-електронної (ЕЕ) та СО взаємодій. Також розглядаються температурні залежності намагніченості КТ.

## 2. Метод

### 2.1. Одноелектронний гамільтоніан

Розглянемо КТ, утворену зовнішнім електричним полем, прикладеним до двовимірного електронного газу. Рух електронів уздовж осі *Z* обмежений нескінченно глибокою потенційною ямою [11].

Під впливом однорідного магнітного поля *B*, прикладеного вздовж осі симетрії квантової точки (*z*), одноелектронний гамільтоніан у циліндричних координатах  $\{\rho, \phi\}$  має вигляд [19]

$$H_1 = -\frac{\hbar^2}{2m(E)} \left[ \frac{\partial}{\rho \partial \rho} \rho \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{\rho^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right] - \frac{i}{2} m \omega_c(E, B) \frac{\partial}{\partial \rho} + \frac{1}{8} m(E) \omega_c^2(E, B) \rho^2 + V_c(\rho) + V_{so}^R(\rho, \phi) + \frac{1}{2} \sigma_z \mu_B g(E) B, \quad (1)$$

де

$$V_c(\rho) = \frac{1}{2} m(E) \omega_0^2 \rho^2 \quad (2)$$

– це ефективний параболічний поздовжній потенціал,  $\hbar \omega_0$  – характеристична енергія, а  $\sigma_z$  – *z*-компонента матриці Паулі, ефективна маса електрона  $m(E)$  представлена в роботах [20, 21] формулою

$$\frac{1}{m(E)} = \frac{1}{m(0)} \frac{E_g(E_g + \Delta)}{(3E_g + 2\Delta)} \times$$

$$\times \left[ \frac{2}{E + E_g} + \frac{1}{E + E_g + \Delta} \right], \quad (3)$$

$E$  – енергія електрона в зоні провідності,  $m(0)$  – ефективна маса електрона на дні зони провідності,  $E_g$  – ширина забороненої зони,  $\Delta$  – СО розщеплення валентної зони,

$$\omega_c(E, B) = \frac{eB}{m(E)}$$

– циклотронна частота електрона,

$$g(E) = 2 \left[ 1 - \frac{m_0}{m(E)} \frac{\Delta}{3(E + E_g) + 2\Delta} \right] \quad (4)$$

– ефективний *g*-фактор у напівпровіднику [22],

$$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_0}$$

– магнетон Бора.  $e$  – заряд електрона,  $m_0$  – маса вільного електрона. У формулі (1) враховується введений Рашбою потенціал СО взаємодії [20, 23–25]

$$V_{SO}^R(\rho, \phi) = \sigma_z \alpha \frac{\partial V_c(\rho)}{\partial \rho} \left( k_\phi + \frac{e}{2\hbar} B \rho \right), \quad (5)$$

де  $k_\phi = -\frac{i}{\rho} \frac{\partial}{\partial \phi}$ , а  $\alpha$  – це введений Рашбою параметр СО взаємодії [20]. Енергії Гамільтона можна отримати за допомогою самоузгодження рівнянь (3) і (4) [19]:

$$E_{n,l,\sigma} = \hbar \Omega_\sigma(E_{n,l,\sigma}, B) (2n + |l| + 1) \times \frac{\hbar \omega_c(E_{n,l,\sigma}, B)}{2} \times \sigma \left[ \frac{\mu_B}{2} g(E_{n,l,\sigma}) B + l \alpha m(E_{n,l,\sigma}) \omega_0^2 \right]. \quad (6)$$

Хвильові функції електронів дорівнюють

$$\Psi_{n,l,\sigma}(\rho, \psi) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \exp(il\phi) \sqrt{\frac{2}{l_B^2}} \times \left[ \frac{n!}{(n + |l|)!} \right]^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{\rho^2}{2l_B^2}\right) \left(\frac{\rho^2}{l_B^2}\right)^{\frac{|l|}{2}} L_n^{|l|}\left(\frac{\rho^2}{l_B^2}\right), \quad (7)$$

де

$$\Omega_\sigma^2 = \omega_0^2 + \frac{\omega_c^2(E, B)}{4} + \sigma \alpha \frac{m(E) \omega_0^2}{\hbar} \omega_c^2(E, B),$$

$l_B = \sqrt{\hbar/m\Omega_\sigma}$ ,  $L_n^{|l|}$  – узагальнений поліном Лагерра,  $n$  – головне квантове число,  $l$  і  $s = \pm 1$  – проєкції орбітального й спінового квантових чисел, відповідно, на вісь *z*.

## 2.2. Рівняння теорії Кона–Шема для функціонала спінової щільності

Ми використовуємо атомні одиниці для вираження радіуса в ефективних одиницях радіуса Бора  $r_B = \kappa \hbar^2 / (m^* e^2)$  і енергії в ефективних одиницях Хартрі  $m^* e^4 / (\kappa^2 \hbar^2)$ , де  $\kappa$  – відносна діелектрична проникність.

Ми розв'язуємо рівняння Кона–Шема для двовимірної параболічної КТ і виконуємо самоузгоджені обчислення [26]:

$$\left[ H_1 + \frac{e^2}{\kappa} \int \frac{w(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dr' + \left( \frac{\delta E_{xc}(w, \zeta)}{\delta w^\sigma(\mathbf{r})} \right) \right] \times \Psi_{n,l}^\sigma(\mathbf{r}) = \varepsilon_{n,l}^\sigma \Psi_{n,l}^\sigma(\mathbf{r}), \quad (8)$$

$$\text{де} \quad w(\mathbf{r}) = \sum_\sigma w^\sigma(\mathbf{r}) = \sum_\sigma \sum_{n,l} |\Psi_{n,l}^\sigma(\mathbf{r})|^2, \quad (9)$$

індекс  $\sigma$  визначає спін електронів,  $\zeta(\mathbf{r})$  – локальна спінова поляризація, а  $E_{xc}$  – функціонал обмінно-кореляційної енергії, що використовується в наближенні локальної щільності [27]:

$$E_{xc} = \int w(\mathbf{r}) \varepsilon_{xc}[w(\mathbf{r}), \zeta(\mathbf{r})] d(\mathbf{r}), \quad (10)$$

$$\text{де} \quad \zeta(\mathbf{r}) = \frac{w^\uparrow(\mathbf{r}) - w^\downarrow(\mathbf{r})}{w(\mathbf{r})}, \quad (11)$$

а  $\varepsilon_{xc}[w(\mathbf{r}), \zeta(\mathbf{r})]$  – обмінно-кореляційна енергія, що припадає на одну частинку однорідного спінополяризованого газу і розглядається як сума обмінної та кореляційної енергій [27],

$$\begin{aligned} \varepsilon_{xc}[w(\mathbf{r}), \zeta(\mathbf{r})] &= \\ &= \varepsilon_x[w(\mathbf{r}), \zeta(\mathbf{r})] + \varepsilon_c[w(\mathbf{r}), \zeta(\mathbf{r})]. \end{aligned} \quad (12)$$

Щодо ЕЕ взаємодії, ми враховуватимемо лише енергію обміну. У випадку двовимірного електронного газу обмінна взаємодія виражається таким чином:

$$\varepsilon[w, \zeta] = -\frac{4}{3r_B} \sqrt{\frac{2w}{\pi}} \left[ (1 + \zeta)^{\frac{3}{2}} + (1 - \zeta)^{\frac{3}{2}} \right], \quad (13)$$

Основний енергетичний стан КТ, заповненої  $N$  електронами, можна виразити формулою

$$E_{\text{tot}} = \sum_{n,l,\sigma} \varepsilon_{n,l}^\sigma + \frac{e^2}{2\kappa} \int \frac{w(\mathbf{r}) w(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r} d\mathbf{r}' -$$

$$- \sum_\sigma w^\sigma(\mathbf{r}) \frac{\delta E_{xc}(w, \zeta)}{\delta w^\sigma(\mathbf{r})} d\mathbf{r} + E_{xc}. \quad (14)$$

За нульової температури намагніченість можна визначити за формулою

$$M = -\frac{\partial E_{\text{tot}}}{\partial B}, \quad (15)$$

де  $E_{\text{tot}}$  – це енергія основного стану електронної системи.

Розглядаючи температурні залежності намагніченості, ми дотримуємося термодинамічної моделі, обговореної в роботі [28]. Температурна залежність намагніченості має вигляд

$$M = -\frac{\sum_i \frac{\partial E_i}{\partial B} \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right)}{\sum_i \exp\left(-\frac{E_i}{kT}\right)}, \quad (16)$$

де частинні похідні оцінюються як очікувані значення оператора для взаємодійного стану  $i$ .

## 3. Результати розрахунків

Теоретично досліджено вплив СО та ЕЕ взаємодій на намагніченість КТ (магнітний момент) за низьких температур. Ці КТ були заповнені кількома електронами.

Для КТ InAs вибрано значення  $m(0) = 0,0239m_0$ ,  $E_g = 0,42$  еВ,  $\Delta = 0,38$  еВ,  $\alpha = 1,1$  нм<sup>2</sup> і  $\kappa = 14,6$  [19, 29, 30]. Розглянемо КТ з такими розмірами:  $\hbar\omega_0 = 0,0318$  еВ, середній радіус  $r_0 = 14$  нм у випадку одного електрона в КТ. Для КТ GaSb обрано значення  $m(0) = 0,0412m_0$ ,  $E_g = 0,72$  еВ,  $\Delta = 0,75$  еВ,  $\alpha = 0,33$  нм<sup>2</sup> і  $\kappa = 15,69$ . Проаналізуємо КТ з такими параметрами:  $\hbar\omega_0 = 0,0185$  еВ, середній радіус  $r_0 = 14$  нм. Вибраний розмір КТ відповідає характерним розмірам подібних наноструктур. У цьому масштабі ефекти, що нас цікавлять, достатньо виражені, щоб їх можна було надійно спостерігати й аналізувати.

Розрахована намагніченість КТ InAs і GaSb з 2–6 електронами показана на рис. 1 і 2 відповідно. Для порівняння намагніченість КТ з тим самим значенням електронів, але без СО або ЕЕ взаємодії також представлена на рисунках.

Залежності намагніченості КТ InAs, заповнених 2–6 електронами, від магнітного поля показано на рис. 1. Як видно з рис. 1,  $a$  і  $1, e$ , у випадках, коли КТ заповнена двома й шістьма електронами, вплив СО взаємодії практично непомітний. Для

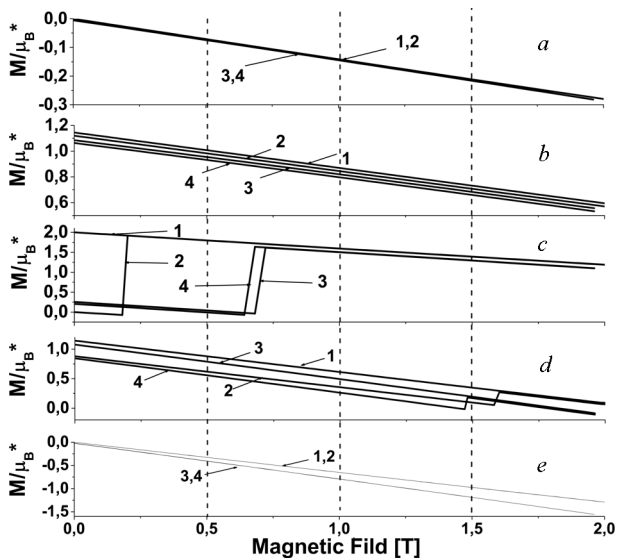


Рис. 1. Намагніченість квантових точок InAs з двома (а), трьома (b), чотирма (c), п'ятьма (d) і шістьма електронами за нульової температури (e). Криві 1 – розрахунки без врахування СО та ЕЕ взаємодій, криві 2 – з СО взаємодією та без ЕЕ взаємодії, криві 3 – без СО взаємодії та з ЕЕ взаємодією, криві 4 – з СО та ЕЕ взаємодіями

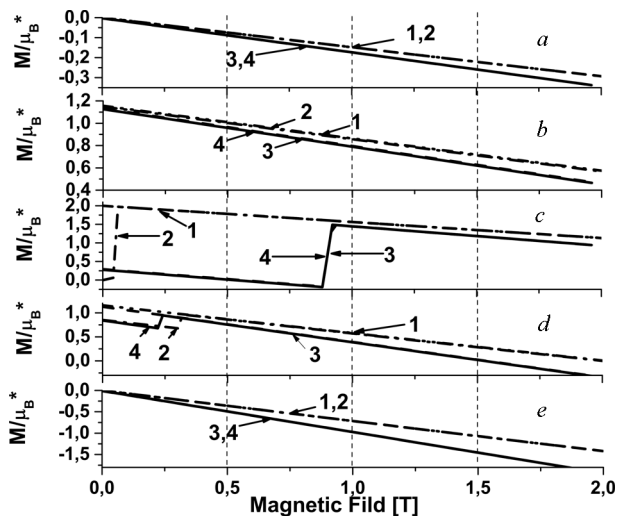


Рис. 2. Те саме, що й на рис. 1, але для квантових точок GaSb

КТ, що містять шість електронів, ЕЕ взаємодія змінює нахил залежності намагніченості від прикладеного магнітного поля.

Квантові точки з двома й шістьма електронами поведуться як штучні атоми із замкненими зовнішніми електронними оболонками. Відповідні ді-

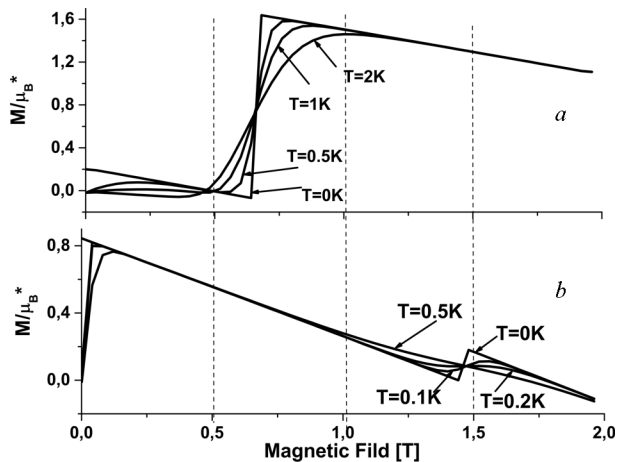


Рис. 3. Залежності намагніченості квантових точок InAs від прикладеного зовнішнього магнітного поля за різних температур  $T$ , розраховані з урахуванням СО та ЕЕ взаємодій: для чотирьох (а) і п'яти електронів у квантовій точці (b)

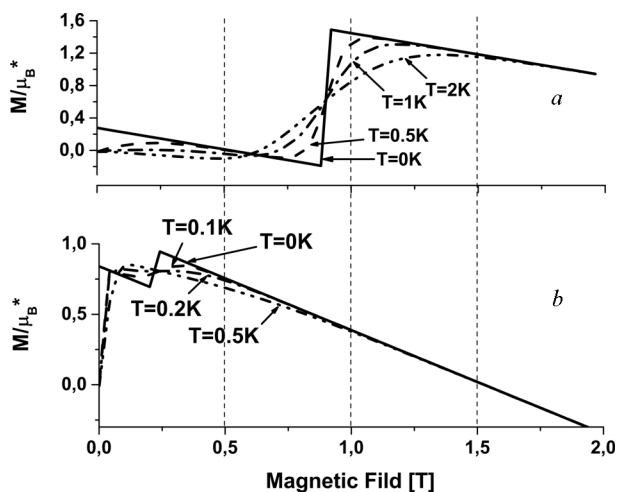


Рис. 4. Те ж саме, що на рис. 3, але для квантових точок GaSb

амагнітні властивості КТ InAs представлено на рис. 1, а.

Квантові точки InAs, заповнені трьома електронами з СО та ЕЕ взаємодією, представлено на рис. 2, b. Це приводить до невеликого зсуву залежності намагніченості від зовнішнього магнітного поля. Квантова точка з трьома електронами виявляє парамагнітні властивості.

Як видно на рис. 1, c, у випадку КТ, заповнених чотирма електронами без урахування ЕЕ взаємодії, врахування СО взаємодії приводить до стриб-

ка намагніченості (крива 2). Як видно на рис. 1, *c*, у випадку заповнення КТ чотирма електронами без СО взаємодії, ЕЕ взаємодія також приводить до виникнення стрибка намагніченості (крива 3), але в області сильних магнітних полів. Врахування як ЕЕ, так і СО взаємодії (рис. 1, *c*, крива 4) приводить до зміщення стрибка намагніченості в область менших полів.

Як видно на рис. 1, *d*, коли  $N = 5$  ЕЕ взаємодія не приводить до стрибка намагніченості (крива 3). Врахування СО взаємодії приводить до утворення відповідних стрибків намагніченості (криві 2 і 4). Цей стрибок намагніченості важливий для регулювання магнітних властивостей КТ (штучного атома) прикладеним зовнішнім магнітним полем. Зміна розміру КТ (зміна граничного потенціалу) приводить до зміщення стрибка намагніченості КТ до інших значень магнітних полів.

На рис. 2 показано залежності намагніченості КТ GaSb від напруженості магнітного поля. У випадку, коли КТ заповнені двома або шістьма електронами (рис. 2, *a* і 2, *e*), вплив СО взаємодії не помітний. Електрон-електронна взаємодія приводить до зміни кута залежності намагніченості від магнітного поля. У випадку, коли КТ заповнені трьома електронами (рис. 2, *b*), вплив СО взаємодії стає більш помітним, але не змінює загальної тенденції.

Порівняємо рис. 1, *c* з рис. 2, *c*. Спін-орбітальна взаємодія приводить до зміщення намагніченості (крива 3). На рис. 2, *c* стрибок відбувається коли магнітні поля слабкіші (це пов'язано з меншим значенням СО взаємодії в GaSb). З урахуванням ЕЕ взаємодії (криві 3 і 4), СО взаємодія також приводить до зміщення значення поля, яке спричиняє стрибок намагніченості. Однак, через мале значення СО взаємодії, ця зміна невелика.

Стрибки намагніченості у випадку  $N = 5$  як наслідок СО взаємодії показано на рис. 2, *d*. На відміну від КТ InAs, для КТ GaSb певні стрибки відбуваються за значно менших значень магнітного поля (рис. 1, *d*). Це також є наслідком низького значення СО взаємодії для КТ GaSb порівняно з КТ InAs.

Найважливіший результат був отриманий для випадку заповнення КТ чотирма й п'ятьма електронами. Температурні залежності намагніченості КТ InAs і GaSb від величини прикладеного магнітного поля представлено на рис. 3 і 4 від-

повідно. Як видно з рис. 3, *a* й 4, *a*, через більшу величину ЕЕ взаємодії, стрибок намагніченості в КТ GaSb з чотирма електронами (рис. 4, *a*) відбувається за більших значень магнітного поля порівняно з КТ InAs (рис. 3, *a*). Зі збільшенням температури стрибок залежності намагніченості зменшується.

У випадку заповнення квантових точок п'ятьма електронами (рис. 3, *b* і 4, *b*) стрибки намагніченості відбуваються лише в результаті СО взаємодії. Для GaSb значення СО взаємодії менші, ніж для InAs. Отже, ми бачимо, що в КТ GaSb (рис. 4, *b*) стрибок намагніченості відбувається за менших значень прикладеного магнітного поля, ніж у КТ InAs (рис. 3, *b*). Величина стрибків намагніченості суттєво не відрізняється. Як видно з рис. 3, *b* і 4, *b*, з підвищенням температури до  $T = 0,10$  К стрибок намагніченості суттєво згладжується, а за температури  $T = 0,30$  К стрибок зникає.

#### 4. Висновки

У цій статті розглянуто магнітні властивості КТ GaSb та InAs з параболічним обмежувальним потенціалом. Магнітні властивості КТ залежать від кількості обмежених електронів і від геометричних параметрів структур.

У результаті СО взаємодії відбувається розщеплення енергетичних рівнів електронів за нульового магнітного поля на квантових точках. Розщеплення енергетичних рівнів приводить до перетину енергетичних рівнів у випадку прикладеного магнітного поля. Це суттєво впливає на магнітні явища у квантових точках. Стрибок намагніченості також відбувається у випадку заповнення квантових точок п'ятьма електронами. Величина зсуву залежить від намагніченості, індукованої прикладеним магнітним полем. Розташування цього стрибка залежить від величини СО взаємодії (InAs та GaSb мають різні значення СО взаємодії) і, по суті, від розміру КТ.

Врахування ЕЕ взаємодії також приводить до розщеплення енергетичних рівнів. У випадку чотирьох електронів у КТ вплив СО та ЕЕ взаємодій приводить до подібних залежностей намагніченості. Значення магнітних полів, за яких відбувається стрибок намагніченості, значною мірою визначається ЕЕ взаємодією (розмір КТ, діелектрична проникність матеріалу, ефективна маса електрона).

1. D. Cogan, O. Kenneth, N.H. Lindner, G. Peniakov, C. Hopfmann, D. Dalacu, P.J. Poole, P. Hawrylak, D. Gershoni. Depolarization of electronic spin qubits confined in semiconductor quantum dots. *Phys. Rev. X* **8**, 041050 (2018).
2. C. Kloeffel, D. Loss. Prospects for spin-based quantum computing in quantum dots. *Annu. Rev. Condens. Matter Phys.* **4**, 51 (2013).
3. J. Saha, A. Datta Roy, D. Dey, S. Chakraborty, D. Bhattacharjee, P.K. Paul, S.A. Hussain. Investigation of fluorescence resonance energy transfer between Fluorescein and Rhodamine 6G. *Spectrochim. Acta A* **149**, 143 (2015).
4. N.-T. Chen, S.-H. Cheng, C.-P. Liu, J. Souris, C.-T. Chen, C.-Y. Mou, L.-W. Lo. Recent advances in nanoparticle-based forster resonance energy transfer for biosensing, molecular imaging and drug release profiling. *Int. J. Mol. Sci.* **13**, 16598 (2012).
5. O.S. Bauzha. Magnetic properties of quantum rings in the presence of spin-orbit and electron-electron interactions. *Ukr. J. Phys.* **58**, 888 (2013).
6. J. Hou, X.-W. Luo, K. Sun, C. Zhang. Momentum space Aharonov–Bohm interferometry in Rashba spin-orbit coupled Bose–Einstein condensates. *Europhys. Lett.* **123**, 10005 (2018).
7. O.S. Bauzha. Effect of spin-orbit interaction on the magneto-optical spectra of InSb quantum dots. *J. Nano-Electron. Phys.* **6**, 04028 (2014).
8. S. Avetisyan, T. Chakraborty, P. Pietilainen. Magnetization of interacting electrons in anisotropic quantum dots with Rashba spin–orbit interaction. *Physica E* **81**, 334 (2016).
9. O.C. Bauzha, B.B. Sus', I.V. Gavrylchenko, S.P. Zagorodnyuk. Peculiarities of the Aharonov-Bohm effect for interacting electrons in thin quantum rings. In: *Proceedings of IEEE International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)* **39**, 72 (2019).
10. L.F.C. Pereira, F.M. Andrade, C. Filgueiras, E.O. Silva. Modifications of electron states, magnetization, and persistent current in a quantum dot by controlled curvature. *Ann. Phys.* **531**, 1900254 (2019).
11. O.C. Bauzha, I.V. Gavrylchenko, S.P. Zagorodnyuk. Influence of spin-orbit interaction on the magneto-optical spectra of InSb quantum rings. *Proceedings of IEEE International Conference on Electronics and Nanotechnology (ELNANO)* **38**, 85 (2018).
12. A. Bogan, S.A. Studenikin, M. Korkusinski, G.C. Aers, L. Gaudreau, P. Zawadzki, A.S. Sachrajda, L.A. Tracy, J.L. Reno, T.W. Hargett. Consequences of spin-orbit coupling at the single hole level: spin-flip tunneling and the anisotropic g factor. *Phys. Rev. Lett.* **118**, 167701 (2017).
13. B.R. Bennett, R. Magno, J.B. Boos, W. Kruppa, M.G. Ancona. Antimonide-based compound semiconductors for electronic devices: A review. *Solid-State Electron.* **49**, 1875 (2005).
14. Z. Yang, N. Han, M. Fang, H. Lin, H.-Y. Cheung, S. Yip, E.-J. Wang, T. Hung, C.-Y. Wong, J.C. Ho. Surfactant-assisted chemical vapour deposition of high-performance small-diameter GaSb nanowires. *Nat. Commun.* **5**, 5249 (2014).
15. M. Borg, H. Schmid, J. Gooth, M.D. Rossell, D. Cutaia, M. Knoedler, N. Bologna, S. Wirths, K.E. Moselund, H. Riel. High-mobility GaSb nanostructures cointegrated with InAs on Si. *ACS Nano* **11**, 2554 (2017).
16. N.N. Ledentsov, J. Bohrer, M. Beer, F. Heinrichsdorff, M. Grundmann, D. Bimberg, S.V. Ivanov, B.Ya. Meltser, S.V. Shaposhnikov, I.N. Yassievich, N.N. Faleev, P.S. Kop'ev, Zh.I. Alferov. Radiative states in type-II GaSb/GaAs quantum wells. *Phys. Rev. B* **52**, 14058 (1995).
17. C. Mittag, M. Karalic, Z. Lei, C. Thomas, A. Tuaz, A.T. Hatke, G.C. Gardner, M.J. Manfra, T. Ihn, K. Ensslin. Gate-defined quantum point contact in an InAs two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B* **100**, 075422 (2019).
18. K. Shibata, M. Karalic, C. Mittag, T. Tschirky, C. Reichl, H. Ito, K. Hashimoto, T. Tomimatsu, Y. Hirayama, W. Wegscheider, T. Ihn, K. Ensslin. Electric-field-induced two-dimensional hole gas in undoped GaSb quantum wells. *Appl. Phys. Lett.* **114**, 232102 (2019).
19. O. Voskoboynikov, C.P. Lee, O. Tretyak. Spin-orbit splitting in semiconductor quantum dots with a parabolic confinement potential. *Phys. Rev. B* **63**, 165306 (2001).
20. E.A. de Andrada e Silva, G.C. La Rocca, F. Bassani. Spin-orbit splitting of electronic states in semiconductor asymmetric quantum wells. *Phys. Rev. B* **55**, 16293 (1997).
21. G. Bastard. *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures* (EDP Sciences, 1992) [ISBN: 978-2868830920].
22. L.M. Roth, B. Lax, S. Zwerdling. Theory of optical magneto-absorption effects in semiconductors. *Phys. Rev.* **114**, 90 (1959).
23. A.V. Moroz, C.H.W. Barnes. Spin-orbit interaction as a source of spectral and transport properties in quasi-one-dimensional systems. *Phys. Rev. B* **61**, R2464 (2000).
24. L.I. Magarill, D.A. Romanov, A.V. Chaplik. Ballistic transport and spin-orbit interaction of two-dimensional electrons on a cylindrical surface. *J. Exp. Theor. Phys.* **86**, 771 (1998).
25. L.I. Magarill, D.A. Romanov, A.V. Chaplik. Kinetics of two-dimensional electrons on a curved surface. *JETP Lett.* **64**, 460 (1996).
26. W. Kohn, L.J. Sham. Self-consistent equations including exchange and correlation effects. *Phys. Rev.* **140**, A1133 (1965).
27. B. Tanatar, D.M. Ceperley. Ground state of the two-dimensional electron gas. *Phys. Rev. B* **39**, 5005 (1989).
28. T. Chakraborty, P. Pietilainen. Quantum Hall effect: the basics. In *The Quantum Hall Effect* (Springer, 1995), p. 1.
29. S. Prabhakar, R. Melnik, L.L. Bonilla. Electrical control of phonon-mediated spin relaxation rate in semiconductor quantum dots: Rashba versus Dresselhaus spin-orbit coupling. *Phys. Rev. B* **87**, 235202 (2013).
30. M.A. Cusack, P.R. Briddon, M. Jaros. Electronic structure of InAs/GaAs self-assembled quantum dots. *Phys. Rev. B* **54**, R2300 (1996).

31. M. Cardona, N.E. Christensen, G. Fasol. Relativistic band structure and spin-orbit splitting of zinc-blende-type semiconductors. *Phys. Rev. B* **38**, 1806 (1988).

Одержано 01.06.25.

Переклад українською О. Войтенка

*I.V. Gavrilchenko, O.S. Bauzha,*

*B.B. Sus, S.P. Zagorodnyuk*

MAGNETIC PROPERTIES OF PARABOLIC  
GaSb AND InAs QUANTUM DOTS WITH SPIN-ORBIT  
AND ELECTRON-ELECTRON INTERACTION

A theoretical consideration of the influence of spin-orbit and electron-electron interactions on GaSb and InAs quantum dots

occupied by a few electrons is presented in detail. The influence of spin-orbit and electron-electron interactions on the magnetic properties of quantum dots at low-temperature values is analyzed. The magnetic properties of quantum dots with a certain electron filling exhibit abrupt shifts in magnetization with changes in the applied magnetic field. The magnetization jump is a result of electron-electron or spin-orbit interactions.

*Keywords:* quantum dot, spin-orbit interaction, electron-electron interaction, magnetic properties, magnetization.