

О.С. БАУЖА

Київський національний університет ім. Тараса Шевченка
(Вул. Володимирська, 64, Київ 01033; e-mail: asb@univ.kiev.ua)

МАГНІТНІ ВЛАСТИВОСТІ КВАНТОВИХ КІЛЕЦЬ ПРИ ВРАХУВАННІ СПІН-ОРБІТАЛЬНОЇ ТА ЕЛЕКТРОН-ЕЛЕКТРОННОЇ ВЗАЄМОДІЇ

УДК 621.38

У роботі наведено теоретичний розгляд впливу спін-орбітальної (СО) та електрон-електронної (ЕЕ) взаємодій на електронну намагніченість квантових кілець (КК). У дослідженні використано теорію функціонала густини та рівняння Кона-Шема для розрахунку енергетичних рівнів електронів у дворозмірному квазіпараболічному квантовому кільці, заповненому 2–6-ма електронами. Намагніченість електронів у квантовому кільці розрахована при нульовій температурі. Різка зміна намагніченості пов'язана з перетином енергетичних рівнів електронів (ці перетини є наслідком врахування спін-орбітальної або електрон-електронної взаємодії).

Ключові слова: Кон-Шем, кубіт, Хартрі-Фок, Бройден, Рашба, квантові точки, спін-орбітальне розщеплення.

1. Вступ

Галузь електроніки, робота приладів якої ґрунтується на використанні електронного спінового ступеня вільності, відома під назвою спінтроніка. Деякі пристрої, що ґрунтуються на використанні спіна електрона вже довели свою важливість, навіть на комерційному рівні. Прикладом такого застосування є спінові клапани в зчитуючих головках жорстких дисків. Огляд даного напрямку наведено в роботі [1].

Предметом даного дослідження є квантові кільця. Дослідження даних систем є актуальним у силу того, що КК та квантові точки (КТ) можна розглядати як штучні атоми. На відміну від звичайних атомних систем КК мають цілу низку особливостей, серед яких можливість керування магнітними властивостями за допомогою зовнішнього електричного поля [2, 3].

Квантові кільця можуть бути використані як кубіти (qubits) в квантових комп'ютерах. Дослідже-

ні в роботі властивості необхідно враховувати при проектуванні таких пристроїв.

Мета даної роботи – проаналізувати вплив спін-орбітальної взаємодії в слабких магнітних полях на магнітні властивості малих напівпровідникових квантових кілець. Було розраховано намагніченість квантових кілець в квазіпараболічному потенціалі для електронів, у випадку врахування спін-орбітальної та електрон-електронної взаємодії.

У попередніх роботах було проведено теоретичне дослідження магнітних властивостей квантових точок при врахуванні СО [4] та ЕЕ [5] взаємодії, та КК при врахуванні СО взаємодії [6], але не було враховано ЕЕ взаємодію.

Для опису впливу спін-орбітальної взаємодії на намагніченість квантових кілець було застосовано наближення Рашби [7, 8]. Для розрахунку впливу ЕЕ взаємодії в квантоворозмірних структурах, як правило, застосовують наближення Хартрі, Хартрі-Фока та теорію спінового функціонала густини [9–13]. В роботі [14] детально порівняні різні підходи до обчислення енергії основних станів

© О.С. БАУЖА, 2013

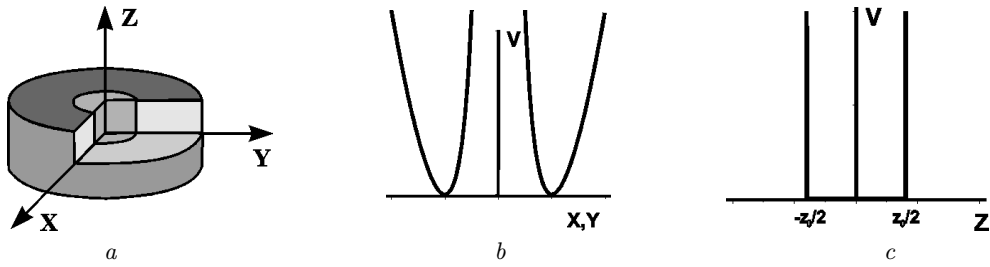


Рис. 1. Вигляд та профіль потенціалу квантового кільця

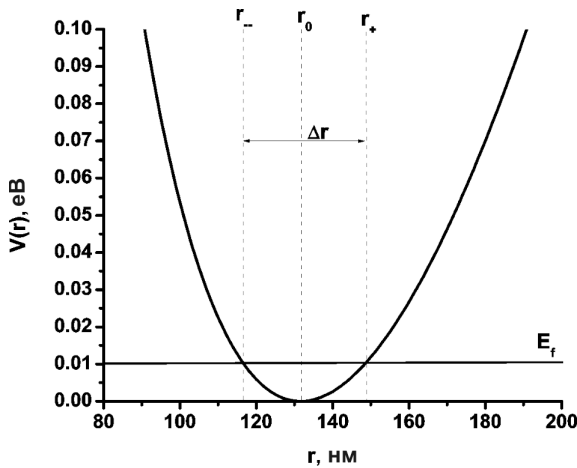


Рис. 2. Профіль потенціалу квантового кільця

електронів у квантових точках (розглянуто випадок заповнення квантової точки 2–13 електронами). У вказаній вище роботі показано, що похибка при розрахунку енергії основних станів електронів за теорію спінового функціоналу густини не перевищує 2,5%. Тому в даній роботі для опису ЕЕ взаємодії в структурах того самого класу застосовано теорію спінового функціоналу густини.

2. Метод

Для опису властивостей магнітних кілець використано простий модельний потенціал, що описує ізольоване двовимірне кільце, розташоване в площині XY [15, 16]:

$$V_c(r) = \frac{a_1}{r^2} + a_2 r^2 - V_0, \tag{1}$$

де $V_0 = 2\sqrt{a_1 a_2}$.

У даній моделі як радіус, так і ширина кільця можуть бути вибрані незалежно. В попередніх роботах [15, 16] було отримано енергетичний спектр

та намагніченість за нульової температури і хвильові функції у сталому магнітному полі, прикладеному перпендикулярно до площини кільця. Автори цих робіт не враховували ні СО, ні ЕЕ взаємодії.

Потенціал (1) має такі властивості:

а) існує мінімум $V(r_0) = 0$:

$$r = r_0 = \left(\frac{a_1}{a_2}\right)^{1/4}, \tag{2}$$

який визначає середній радіус кільця;

б) для $r \approx r_0$ потенціал має просту параболічну форму $V(r) \approx \frac{1}{2}m\omega_0^2(r - r_0)^2$ (рис. 2), де $\omega_0 = \sqrt{\frac{8a_2}{m}}$ характеризує розмір потенціальної ями, m – ефективна маса електрона.

Потенціал (1) також можна застосувати для опису кількох інших фізичних систем, серед яких:

- а) 1D кільце, $r_0 = \text{const}$ і $\omega_0 \rightarrow \infty$;
- б) 2D прямий дріт, $\omega_0 = \text{const}$ і $r_0 \rightarrow \infty$;
- в) квантова точка, $a_1 = 0$;
- г) ізольована антиточка, $a_2 = 0$.

2.1. Одноелектронний гамільтоніан

У присутності однорідного магнітного поля \mathbf{B} , прикладеного вздовж осі симетрії квантового кільця (z), одноелектронний гамільтоніан у полярних координатах r, φ записується як [17]:

$$H_1 = -\frac{\hbar^2}{2m(E)} \left[\frac{\partial}{r\partial r} r \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \phi^2} \right] - \frac{i}{2} m \omega_c(E, B) \times \frac{\partial}{\partial \phi} + \frac{1}{8} m(E) \omega_c^2(E, B) r^2 + V_c(r) + V_{so}^R(r, \phi) + \frac{1}{2} \sigma_z \mu_B g(E) B, \tag{3}$$

де перший доданок відповідає за кінетичну енергію електрона. Другий та третій доданки описують

вплив магнітного поля на рух електрона, $V_c(r)$, $V_{so}^R(r, \phi)$ – обмежуючий потенціал та енергія спін-орбітальної взаємодії відповідно. Останній доданок описує взаємодію спіна електрона з магнітним полем.

Для ефективної маси використовується вираз [8, 18]:

$$\frac{1}{m(E)} = \frac{1}{m(0)} \frac{E_g(E_g + \Delta)}{(3E_g + 2\Delta)} \left[\frac{2}{E + E_g} + \frac{1}{E + E_g + \Delta} \right], \quad (4)$$

де E відповідно, енергія електрона в зоні провідності, $m(0)$ – ефективна маса електрона на дні зони провідності, E_g та Δ – ширина забороненої зони та спін-орбітальне розщеплення валентної зони, відповідно,

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

– циклотронна частота електрона та σ_z - z -компонента матриці Паулі.

Для g -фактора використовується вираз [19]:

$$g(E) = 2 \left[1 - \frac{m_0}{m(E)} \frac{\Delta}{3(E_g + E) + 2\Delta} \right], \quad (5)$$

де $\mu_B = e\hbar/2m_0$ – магнетон Бора, e – заряд електрона, m_0 – маса вільного електрона.

Оператор енергії спін-орбітальної взаємодії, введений Рашбою, береться у вигляді [8, 20–22]:

$$V_{so}^R(r, \phi) = \sigma_z \alpha \frac{dV_c(r)}{dr} \left(k_\phi + \frac{e}{2\hbar} Br \right), \quad (6)$$

де $k_\phi = -i(1/r)\partial/\partial\phi$ та α – параметр спін-орбітальної взаємодії, введений Рашбою [8].

Стационарне рівняння Шредингера з гамільтоніаном (3) немає аналітичного розв'язку, але воно було розв'язане чисельно. Результати даних розрахунків наведено в роботі [6]. В роботі [6] також наведено вигляд хвильової функції електрона.

2.2. Теорія спінового функціонала густини

Під час розрахунків енергій та хвильових функцій електронів, що знаходяться в деякій обмеженій області, необхідно враховувати електростатичні та електромагнітні взаємодії між частинками. Точне рішення такої задачі надзвичайно складне, тому

треба застосувати цілу низку спрощень. Основою для опису електронів у обмежуючому потенціалі є теорія функціонала густини. Дана теорія дозволяє побудувати еквівалентне одночастинкове представлення складної багаточастинкової задачі.

Для розрахунку електронних спектрів з одночасним врахуванням електрон-електронної та СО взаємодії розв'язано рівняння Кона-Шема для двовимірного квазіпараболічного квантового кільця, та проведено самоузгоджені розрахунки [9, 11]:

$$\left[H_1 + \frac{e^2}{\kappa} \int \frac{w(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} dr' + \frac{\delta E_{xc}(w, \zeta)}{\delta w^\sigma(\mathbf{r})} \right] \psi_{n,l}^\sigma(\mathbf{r}) = \varepsilon_{n,l}^\sigma \psi_{n,l}^\sigma(\mathbf{r}), \quad (7)$$

$$w(\mathbf{r}) = \sum_\sigma w^\sigma(\mathbf{r}) = \sum_\sigma \sum_{n,l} |\psi_{n,l}^\sigma(\mathbf{r})|^2, \quad (8)$$

де H_1 – гамільтоніан електрона в одноелектронному наближенні (рівняння (3)). Індекс σ вказує на спін електронів, $\zeta(\mathbf{r})$ – локальна спінова поляризація, κ – діелектрична стала, та E_{xc} – функціонал обмінно-кореляційної енергії, який було використано в наближенні локальної густини [10]. Тут, і надалі, використано атомні одиниці, радіус береться в ефективних радіусах Бора ($\kappa\hbar^2/m^*e^2$) та енергія в ефективних одиницях Хартрі ($m^*e^4/\kappa^2\hbar^2$):

$$E_{xc} = \int w(\mathbf{r}) \varepsilon_{xc}[w(\mathbf{r}), \zeta(\mathbf{r})] d\mathbf{r}, \quad (9)$$

$$\zeta(\mathbf{r}) = \frac{w^\uparrow(\mathbf{r}) - w^\downarrow(\mathbf{r})}{w(\mathbf{r})}, \quad (10)$$

де $\varepsilon_{xc}[w(r), \zeta(r)]$ – обмінно-кореляційна енергія, що припадає на одну частинку однорідного спін-поляризованого газу. В свою чергу, $\varepsilon_{xc}[w(r), \zeta(r)]$ розглядається як сума обмінної та кореляційної енергії [10]:

$$\varepsilon_{xc}[w(\mathbf{r}), \zeta(\mathbf{r})] = \varepsilon_x[w(\mathbf{r}), \zeta(\mathbf{r})] + \varepsilon_c[w(\mathbf{r}), \zeta(\mathbf{r})]. \quad (11)$$

При врахуванні електрон-електронної взаємодії обмежимося обмінною енергією.

Для випадку двовимірного електронного газу обмінна взаємодія записується у вигляді

$$\varepsilon_x[w, \zeta] = -\frac{4}{3r_B} \sqrt{\frac{2w}{\pi}} \left[(1 + \zeta)^{3/2} + (1 - \zeta)^{3/2} \right], \quad (12)$$

де r_B – радіус Бора.

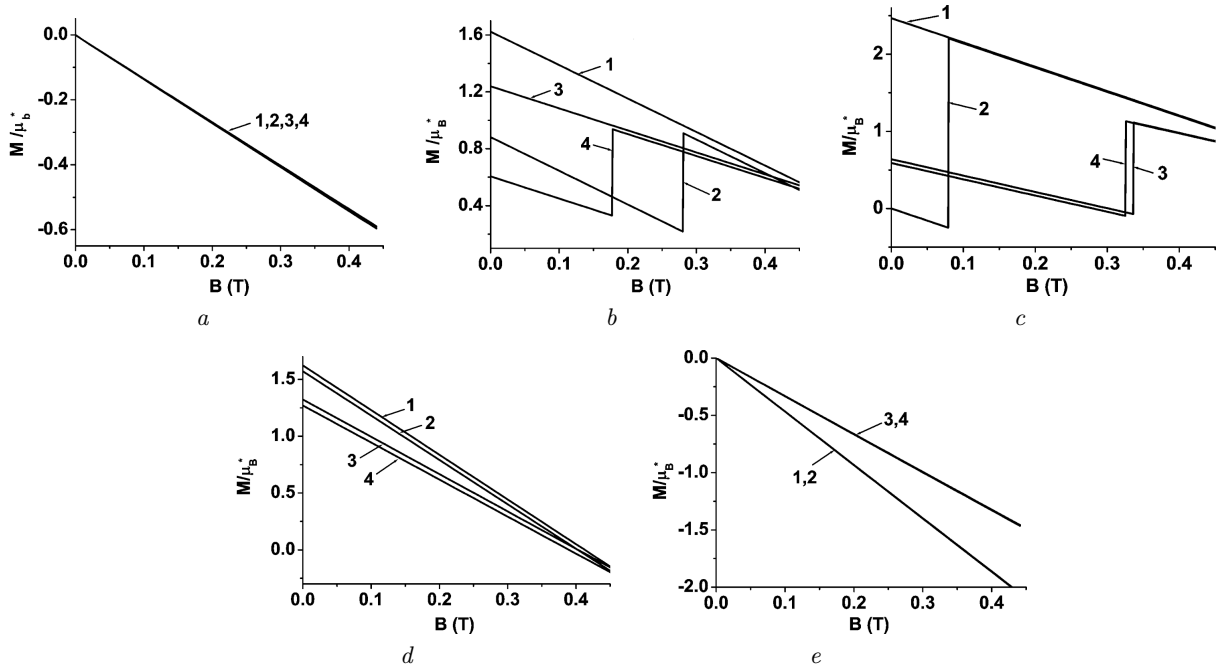


Рис. 3. Залежність намагніченості InSb квантового кільця з розмірами $r_0 \approx 26$ нм, $\Delta r \approx 18$ нм від прикладеного магнітного поля з врахуванням та без врахування спин-орбітальної взаємодії та електрон-електронної взаємодії: *a* – для двох електронів; *b* – для трьох електронів; *c* – для чотирьох електронів; *d* – для п’яти електронів; *e* – для шести електронів. Індексом 1 позначені розрахунки без СО взаємодії та без ЕЕ взаємодії; индексом 2 – з СО взаємодією та без ЕЕ взаємодії; индексом 3 – без СО взаємодії та з ЕЕ взаємодією; индексом 4 – з СО взаємодією та з ЕЕ взаємодією, $\mu_B^* = e\hbar/2m(0)$

Енергія основного стану квантового кільця, що заповнена N електронами набуває вигляду

$$E_{\text{tot}}(N) = \sum_{n,l,\sigma} \varepsilon_{n,l}^\sigma + \frac{e^2}{2\kappa} \int \frac{w(\mathbf{r})w(\mathbf{r}')}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}'|} d\mathbf{r}d\mathbf{r}' - \sum_{\sigma} \int w^\sigma(\mathbf{r}) \frac{\delta E_{xc}(w, \zeta)}{\delta w^\sigma(\mathbf{r})} d\mathbf{r} + E_{xc}. \quad (13)$$

При нульовій температурі намагніченість шукається у вигляді

$$M = -\frac{\partial E_{\text{tot}}}{\partial B}. \quad (14)$$

Розв’язання рівняння (7) проведено методом самоузгодженого поля, у якому для визначення енергії електрона стани інших електронів вважаються відомими. Після цього отриманий розв’язок використовується для уточнення станів інших електронів і створеного ними потенціалу. Було використано схему Бройдена [23] самоузгоджених розрахунків.

3. Результати розрахунків

Було теоретично досліджено наслідки впливу спин-орбітальної та електрон-електронної взаємодії на намагніченість кільця (магнітний момент) при нульовій температурі та невеликому числі електронів, що заповнюють квантове кільце.

Для InSb квантового кільця було вибрано: $m(0) = 0,014m_0$, $E_g = 0,24$ еВ, $\Delta = 0,81$ еВ, $\alpha = 5$ нм² [17, 18, 24]. Розглянемо квантові кільця з такою шириною кільця Δr та середнім радіусом кільця r_0 :

- а) $r_0 \approx 26$ нм, $\Delta r \approx 18$ нм ($a_1 = 31,5$ еВ(нм)², $a_2 = 0,094$ меВ/(нм)²);
- б) $r_0 \approx 24$ нм, $\Delta r \approx 18$ нм ($a_1 = 67$ еВ(нм)², $a_2 = 0,145$ меВ/(нм)²);
- в) $r_0 \approx 26$ нм, $\Delta r \approx 16$ нм ($a_1 = 43$ еВ(нм)², $a_2 = 0,094$ меВ/(нм)²).

Параметри a_1 та a_2 (рівняння (1)) вибрані таким чином, щоб прослідкувати вплив невеликої зміни як середнього радіуса (пункт б), так і ширини КК (пункт в) на магнітні властивості кільця.

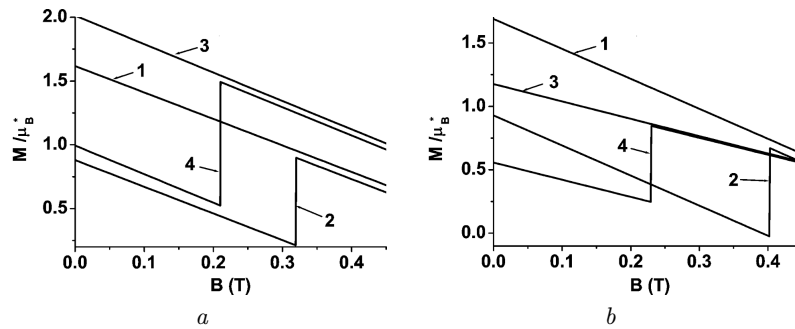


Рис. 4. Залежність намагніченості InSb квантових кілець, заповнених трьома електронами, від прикладеного магнітного поля: $a - r_0 \approx 24$ нм; $\Delta r \approx 18$ нм; $b - r_0 \approx 26$ нм, $\Delta r \approx 16$ нм. Індексом 1 позначені розрахунки без СО взаємодії та без ЕЕ взаємодії; індексом 2 – з СО взаємодією та без ЕЕ взаємодії; індексом 3 – без СО взаємодії та з ЕЕ взаємодією; індексом 4 – з СО взаємодією та з ЕЕ взаємодією, $\mu_B^* = e\hbar/2m(0)$

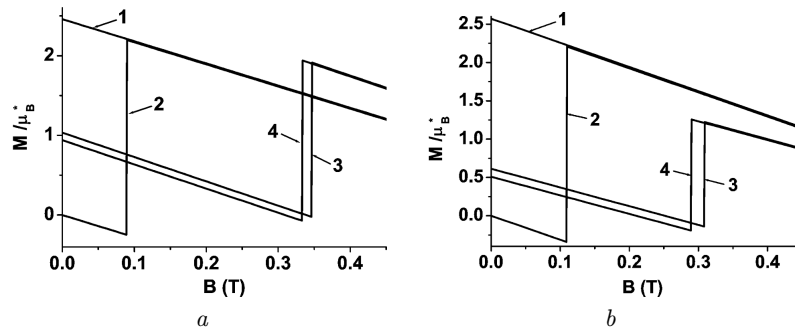


Рис. 5. Залежність намагніченості InSb квантових кілець, заповнених чотирма електронами, від прикладеного магнітного поля: $a - r_0 \approx 24$ нм, $\Delta r \approx 18$ нм; $b - r_0 \approx 26$ нм, $\Delta r \approx 16$ нм. Індексом 1 позначені розрахунки без СО взаємодії та без ЕЕ взаємодії; індексом 2 – з СО взаємодією та без ЕЕ взаємодії; індексом 3 – без СО взаємодії та з ЕЕ взаємодією; індексом 4 – з СО взаємодією та з ЕЕ взаємодією, $\mu_B^* = e\hbar/2m(0)$

Розмір розрахованих КК відповідає типовим розмірам структур, що вирощуються [25]. Розраховані намагніченості квантових кілець з 2–6-ма електронами показано на рис. 3, 4, 5. Для порівняння намагніченість з тим самим значенням електронів, але без врахування спіно-орбітальної або електрон-електронної взаємодії також наведена на тих самих рисунках.

Спочатку розглянемо квантове кільце з розміром ($r_0 \approx 26$ нм, $\Delta r \approx 18$ нм). Як бачимо з рис. 3, a , d , e , у випадку, коли квантове кільце заповнене двома, п'ятьма і шістьма електронами, вплив спіно-орбітальної взаємодії фактично непомітний. Електрон-електронна взаємодія приводить до зміни кута нахилу залежності намагніченості від магнітного поля. У випадку заповнення КК двома (рис. 3, a) та шістьма (рис. 3, e) електронами квантове кільце проявляє діамагнітні властивості. Це

відповідає ситуації, коли заповнені зовнішні електронні оболонки.

Як бачимо, з рис. 3, c , у випадку заповнення кільця чотирма електронами без врахування електрон-електронної взаємодії, врахування спіно-орбітальної взаємодії призводить до виникнення стрибка намагніченості (індекс 2). При заповненні кільця чотирма електронами без врахування спіно-орбітальної взаємодії, врахування електрон-електронної взаємодії (рис. 3, c) також призводить до утворення стрибка намагніченості (індекс 3), але в області більших магнітних полів. Врахування як електрон-електронної, так і спіно-орбітальної взаємодії (рис. 3, c , індекс 4) призводить до зміщення стрибка намагніченості в область менших полів.

Як видно, з рис. 3, d ($N = 3$), електрон-електронна взаємодія не призводить до виникнен-

ня стрибка намагніченості (індекс 3). Стрибок намагніченості виникає тут за рахунок врахування спін-орбітальної взаємодії (індекс 2, 4).

На рис. 4 зображені залежності намагніченості КК (з розмірами $r_0 \approx 24$ нм, $\Delta r \approx 18$ нм (рис. 4, *a*) та $r_0 \approx 26$ нм, $\Delta r \approx 16$ нм (рис. 4, *b*)), заповненні трьома електронами від магнітного поля. На відміну від рис. 3, *b*, при тій самій кількості електронів, що знаходяться в КК на рис. 4, *a*, зменшено середній радіус кільця. Кільце із залежностями (рис. 4, *b*) (на відміну від рис. 2, *b*) має меншу ширину. Зменшення як середнього радіуса кільця, так і його ширини приводить до збільшення впливу як спін-орбітальної, так і електрон-електронної взаємодії. Дана зміна розміру КК приводить до зсуву стрибків намагніченості в область більших магнітних полів (рис. 3, *b*, 4, *a*, 4, *b*).

На рис. 5 зображені залежності намагніченості КК (з розмірами $r_0 \approx 24$ нм, $\Delta r \approx 18$ нм (рис. 5, *a*) та $r_0 \approx 26$ нм, $\Delta r \approx 16$ нм (рис. 5, *b*)), заповнені чотирма електронами від магнітного поля. Тут також бачимо зміну положення стрибків намагніченості. Стрибки намагніченості зсунулись в область більших магнітних полів. Відстань між стрибками намагніченості при врахуванні СО та ЕЕ взаємодії та врахуванні лише ЕЕ взаємодії збільшилась (рис. 3, *c*, 5, *a*, 5, *b*, індекси 3, 4).

4. Висновки

Квантові кільця з повністю заповненими зовнішніми електронними оболонками (2 електрони в КК на рис. 3, *a*, 6 електронів в КК на рис. 3, *e*) мають властивість діаманетика. Врахування як СО, так і ЕЕ взаємодії не змінює магнітних властивостей КК із заповненими зовнішніми оболонками.

У випадку, коли зовнішня електронна оболонка КК не заповнена можливе виникнення стрибків в залежності намагніченості від прикладеного магнітного поля (рис. 3, *b*, *c*, 4, 5). Дані стрибки намагніченості є наслідками впливу СО та ЕЕ взаємодій.

У результаті впливу СО та ЕЕ взаємодій, виникає розщеплення енергетичних рівнів електронів при нульовому магнітному полі, що знаходяться в квантовому кільці. Розщеплення енергетичних рівнів приводить до появи перетину енергетичних рівнів у випадку прикладення магнітного поля. Це, в свою чергу, є чинником виникнення стрибків намагніченості.

При зменшенні розмірів КК (як середнього радіуса, так і ширини кільця) величина впливу СО та ЕЕ взаємодій зростає. Тому за допомогою зміни матеріалу або геометрії КК можна керувати його магнітними властивостями.

1. S.A. Wolf, D. Awschalom, R.A. Buhrman, J.M. Daughton, S. von Molnar, M.L. Roukes, A.Y. Chtchelkanova, and D.M. Treger, *Science* **294**, 1488 (2001).
2. В.А. Николок и И.В. Игнатъев, *ФТП* **41**, 1443 (2007).
3. R. Hanson, L.P. Kouwenhoven, J.R. Petta, S. Tarucha, and L.M.K. Vandersypen, *Rev. Mod. Phys.* **79**, 1217 (2007).
4. O. Voskoboynikov, O. Bauga, C.P. Lee, and O. Tretyak, *J. Appl. Phys.* **94**, 5891 (2003).
5. О.С. Бауза, О.М. Воскобойніков та О.В. Третяк, *Вісник Київського університету, сер. фізико-математичні науки* **2**, 347 (2005).
6. O.S. Bauzha, O.M. Voskoboynikov, O.V. Tretyak, and O.S. Sinyavskij, *Ukr. Fiz. Zh.* **51**, 902 (2006).
7. Yu.A. Bychkov and E.I. Rashba, *J. Phys. C* **17**, 6039 (1984).
8. E. de Andrada, E.A. Silva, G.C. La Rocca, and F. Bassani, *Phys. Rev. B* **55**, 16293 (1997).
9. W. Kohn and L.J. Sham, *Phys. Rev.* **140**, 1133 (1965).
10. B. Tanatar and D.M. Ceperley, *Phys. Rev. B* **39**, 5005 (1989).
11. T.F. Jiang, X.-M. Tong, and S.-I. Chu, *Phys. Rev. B* **63**, 045317 (2001).
12. S. Nagaraja, J.-P. Leburton, and R.M. Martin, *Phys. Rev. B* **60**, 8759 (1999).
13. Ph. Matagne, and J.-P. Leburton, *Phys. Rev. B* **65**, 155311 (2002).
14. F. Pederiva, C.J. Umrigar, and E. Lipparini, *Phys. Rev. B* **62**, 8120 (2000).
15. W.-C. Tan and J.C. Inkson, *Semicond. Sci. Technol.* **11**, 1635 (1996).
16. W.-C. Tan and J.C. Inkson, *Phys. Rev. B* **60**, 5626 (1999).
17. O. Voskoboynikov, C.P. Lee, and O. Tretyak, *Phys. Rev. B* **63**, 165306 (2001).
18. G. Bastard, *Wave Mechanics Applied to Semiconductor Heterostructures* (Les Edition de Physique, Les Ulis, 1990).
19. L.M. Roth, B. Lax, and S. Zwerdling, *Phys. Rev.* **114**, 90 (1959).
20. A.V. Moroz and C.H.W. Barnes, *Phys. Rev. B* **61**, R2464 (2000).
21. L.I. Magarill, D.A. Romanov, and A.V. Chaplik, *Zh. Èksp. Teor. Fiz.* **86**, 771 (1998).
22. L.I. Magarill and A.V. Chaplik, *Zh. Èksp. Teor. Fiz.* **88**, 815 (1999).
23. D. Singh, H. Krakauer, and C.S. Wang, *Phys. Rev. B* **34**, 8391 (1986).

24. M.A. Cusack, P.R. Briddon, and M. Jaros, Phys. Rev. B **54**, 2300 (1996).
25. B.C. Lee, O. Voskoboynikov, and C.P. Lee, Physica E **24**, 87 (2004).

Одержано 05.10.12

А.С. Бауэжа

МАГНИТНЫЕ СВОЙСТВА КВАНТОВЫХ
КОЛЕЦ ПРИ УЧЕТЕ СПИН-ОРБИТАЛЬНОГО
И ЭЛЕКТРОН-ЭЛЕКТРОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

Резюме

В работе представлено теоретическое рассмотрение влияния спин-орбитального и электрон-электронного взаимодействий на электронную намагниченность квантовых колец. В исследовании использованы теория функционала плотности и уравнения Кона-Шема для расчёта энергетических уровней электронов в двумерном квази-параболическом квантовом кольце, заполненном 2–6-ю электронами. Намагниченность электронов в квантовом кольце рассчитана при нулевой температуре. Резкие изменения намагниченности связаны с пересечением энергетических

уровней электронов (эти пересечения являются следствием учета спин-орбитального или электрон-электронного взаимодействия).

О. Bauzha

MAGNETIC PROPERTIES OF QUANTUM
RINGS IN THE PRESENCE OF SPIN-ORBIT
AND ELECTRON-ELECTRON INTERACTIONS

S u m m a r y

The separate and combined influences of the spin-orbit and electron-electron interactions on the electron magnetization in quantum rings have been studied theoretically on the basis of the spin-density-functional theory and the Kohn-Sham equation used for the calculation of electron states in two-dimensional parabolic quantum rings containing from two to six electrons. The magnetization of electrons in a quantum ring is calculated at zero temperature. The revealed abrupt changes in the ring magnetization are associated with the crossing of electron states that occurs if the spin-orbit and/or electron-electron interactions are taken into consideration.