

ФАРАДЕЕВСКОЕ ВРАЩЕНИЕ
В ПОЛУПРОВОДНИКОВОМ 2D КВАНТОВОМ ЦИЛИНДРЕ

Т.Г.ИСМАИЛОВ¹, Г.Г.ДЖАБРАИЛОВА²

¹Бакинский Государственный Университет

²Институт Физики НАН Азербайджана

tariyel.i@gmail.com

Исследован межзонный эффект Фарадея в квантовом цилиндре с тонкими стенками. Изучено межзонное фарадеевское вращение (ФВ) в зависимости от энергии падающего света, магнитного поля и радиуса цилиндра.

1. Введение. Производство микро- и наноразмерных структур, таких как квантовые точки, проволоки и кольца, делает возможным исследование качественно новых фундаментальных явлений в электронных устройствах. Такие низкоразмерные устройства ведут себя как искусственные атомы. В отличие от реальных атомов, изменяя геометрические размеры и конфигурацию искусственных атомов можно управлять их свойствами [1].

Много работ посвящено исследованию магнитооптических свойств квантовых колец [2-4]. В таких системах специфика геометрии приводит к динамике носителей тока, которая не имеет место в других системах [5].

В настоящей работе рассматривается межзонное фарадеевское вращение (ФВ) в 2D-квантовом цилиндре. В такой модели толщина стенки цилиндра намного меньше, чем внутренний радиус цилиндра. Поэтому можно рассматривать только двумерное движение электрона на боковой поверхности цилиндра. При этом волновые функции электрона не локализованы в радиальном направлении.

2. Спектр и волновые функции Рассмотрим квантовый цилиндр с тонкими стенками, помещенный в продольное магнитное поле $\vec{B}||z$, с векторным потенциалом $\vec{A} = \frac{B}{2}(-y, x, 0)$. Невозмущенный гамильтониан одноэлектронных состояний будет иметь вид

$$H = \frac{1}{2m_c} (\vec{p} - e\vec{A})^2 + g_c \mu_B B m_s, \quad (1)$$

где \vec{p} - импульс электрона, m_c - эффективная масса электрона, g_c - эффективный g фактор электрона зоны проводимости, m_s - спиновое квантовое число,

$\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_0}$ - магнетон Бора. 3D-Гамильтониан, для электрона в зоне проводимости в цилиндрических координатах ρ, φ, z имеет вид

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_c} \left[\frac{\partial^2}{\partial \rho^2} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial}{\partial \rho} - \frac{1}{\rho^2} \left(i \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 \right] + \frac{p_z^2}{2m_c} + g_c \mu_B B m_s, \quad (2)$$

здесь $\Phi = \pi \rho^2 B$ - поток поля B через сечение цилиндра, $\Phi_0 = \frac{h}{e}$ - квант потока.

Учитывая, что $\rho = R = const$, для 2D-Гамильтониана получим

$$H = -\frac{\hbar^2}{2m_c R^2} \left[\left(i \frac{\partial}{\partial \varphi} + \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 \right] + \frac{p_z^2}{2m_c} + g_c \mu_B B m_s, \quad (3)$$

где R - внутренний радиус цилиндра.

Решая уравнение Шредингера с гамильтонианом (3) для энергетического спектра и волновой функции электрона в зоне проводимости получим

$$E_c = \frac{\hbar^2}{2m_{0c} R^2} \left(m - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 + \frac{p_z^2}{2m_{0c}} + g_c \mu_B B m_s, \quad (4)$$

$$\psi_c = \frac{e^{im\varphi} e^{ik_z z}}{\sqrt{2\pi} \sqrt{L_z}}, \quad (5)$$

где $m = 0, \pm 1$; магнитное квантовое число, L_z - длина квантового цилиндра, k_z - z -я компонента волнового вектора.

Энергетический спектр и волновые функции для дырок, соответственно, имеют вид

$$E_v = -E_g - \frac{\hbar^2}{2m_v R^2} \left(m' - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 - \frac{p_z'^2}{2m_v} + g_v \mu_B B m'_s, \quad (6)$$

$$\Psi_v = \frac{e^{im'\varphi} e^{ik'_z z}}{\sqrt{2\pi} \sqrt{L_z}}. \quad (7)$$

Здесь E_g - ширина запрещенной зоны объемного полупроводника.

3. Вычисление угла вращения. Угол ФВ дается выражением [6]

$$\Theta = CE \sum_{c,v} \frac{(E_c - E_v)^2 - E^2}{[(E_c - E_v)^2 - E^2]^2 + 4E^2 \Gamma^2 (E_c - E_v)} \frac{1}{(E_c - E_v)} \left[\left| \langle c | \vec{e}_+ \cdot \vec{P} | v \rangle \right|^2 - \left| \langle c | \vec{e}_- \cdot \vec{P} | v \rangle \right|^2 \right], \quad (8)$$

где $E = \hbar\omega$ - энергия падающего света, E_c и E_v - энергетические спектры носи-

телей в зоне проводимости и валентной зоне, соответственно, Γ -параметр уширения для переходов $\nu \rightarrow c$, $\bar{e}_{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\bar{e}_x \pm i\bar{e}_y)$ соответствуют правой и левой круговым поляризациям. $C = \frac{\hbar k e^2 L_z}{2cn\varepsilon_0 m_0^2 V}$, $V = \pi(R_{out}^2 - R_{in}^2)L_z$ - нормировочный объем квантового цилиндра, k - электрическая постоянная, ε_0 - диэлектрическая проницаемость, n -показатель преломления.

Выражение для матричного элемента межзонного перехода $\langle c|\bar{e}_{\pm}\bar{P}|\nu\rangle$ дается в следующем виде [7]

$$\langle c|\bar{e}_{\pm}\bar{P}|\nu\rangle = \langle \psi_c | \psi_{\nu} \rangle \cdot \langle u_{c0} | \bar{e}_{\pm}\bar{P} | u_{\nu 0} \rangle . \quad (9)$$

Правила отбора для межзонных переходов определяются ортогональностью волновых функций (5) и (7) и видом блоховских функций с учетом спина [8],

$$\Delta k_z = 0, \quad \Delta m = \pm 1, \quad \Delta m_s = \pm 1 \quad (m_s = \pm \frac{1}{2}), \quad (10)$$

где (\pm) соответствуют правой и левой круговой поляризациям.

$\langle c|\bar{e}_{\pm}\bar{P}|\nu\rangle$ можно записать в виде

$$\langle c|\bar{e}_{\pm}\bar{P}|\nu\rangle = |P_{c\nu}| \delta_{k_z k'_z} \delta_{m, m' \pm 1}, \quad (11)$$

где $P_{c\nu} = \langle S | P_z | Z \rangle$ - межзонный матричный элемент.

В рассматриваемой модели угол ФВ имеет вид

$$\theta = C'E \sum_{m, m'} (F_{mm'}^+ - F_{mm'}^-), \quad (12)$$

где

$$C' = \frac{ke^2 |P_{c\nu}|^2 \sqrt{2\mu} L_z}{4\pi^2 cn\varepsilon_0 m_0^2 (R_{out}^2 - R_{in}^2)},$$

$$\mu = \frac{m_{0c} m_{0\nu}}{m_{0c} + m_{0\nu}} \text{ - приведенная масса,}$$

$$F_{mm'}^{\pm} = \int_0^{\infty} \frac{(E_{mm'}^{\pm} + E_z)^2}{[(E_{mm'}^{\pm} + E_z)^2 - E^2]^2 + 4\Gamma^2 E^2} \cdot \frac{dE_z}{(E_{mm'}^{\pm} + E_z)\sqrt{E_z}}, \quad (13)$$

$$E_{mm'}^{\pm} = E_g + E_m + E_{m'} \pm \frac{1}{2}(g_c + g_v)\mu_B B, \quad (14)$$

где (\pm) соответствуют правой и левой круговой поляризациям,

$$E_m = \frac{\hbar^2}{2m_c R^2} \left(m - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 ,$$

$$E_{m'} = \frac{\hbar^2}{2m_v R^2} \left(m' - \frac{\Phi}{\Phi_0} \right)^2 , \quad E_z = \frac{\hbar^2 k_z^2}{2\mu} . \quad (15)$$

Из выражений (12) и (13) следует, что угол ФВ зависит от квантовых чисел, энергии падающего света, величины магнитного поля и размеров цилиндра. На основе этих выражений был произведен численный расчет, результат которого представлен в виде графиков (рис.1,2). При этом использовались следующие параметры для 2D-квантового цилиндра GaAs/AlGaAs: $E_g=1.5\text{эВ}$, $m_c=0.067m_0$, и $m_v=0.45m_0$ (для тяжелых дырок), $\Gamma=20\text{мэВ}$.

На рис.1 показана зависимость угла ФВ от энергии падающего света при радиусе цилиндра $R=15\text{нм}$ для различных магнитных полей: $B=10\text{Т}$, $B=25\text{Т}$.

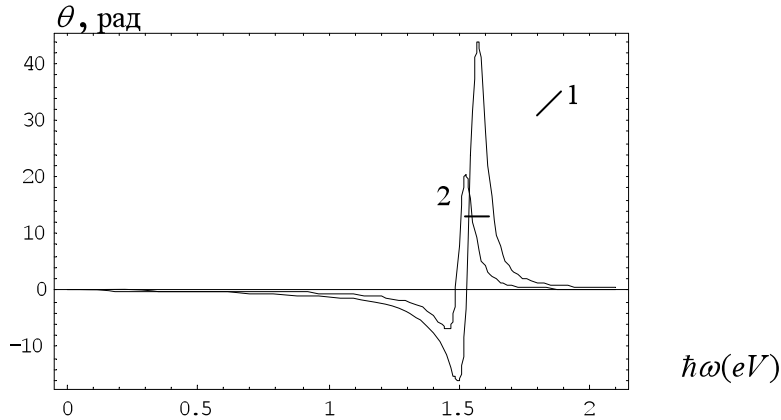


Рис.1. Зависимость угла ФВ от энергии падающего света для $B=25\text{ Т}$ (1), $B=10\text{ Т}$ (2). $R=15\text{нм}$

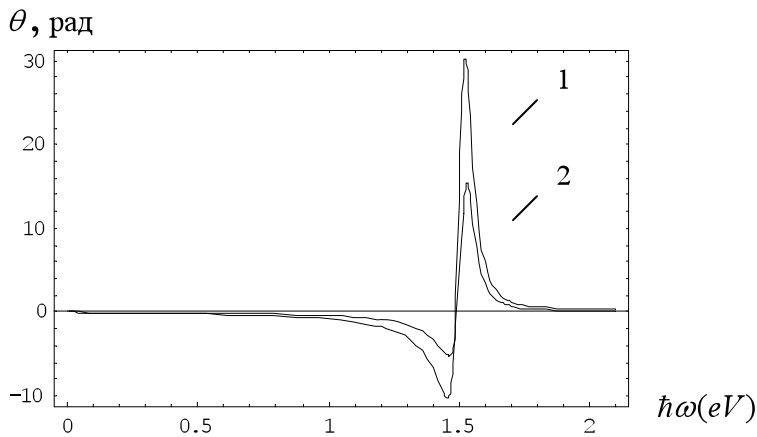


Рис.2. Зависимость угла ФВ от энергии падающего света для $R=10\text{нм}$ (1), $R=20\text{нм}$ (2). $B=10\text{ Т}$.

На рис.2 приведена зависимость угла ФВ от энергии падающего света при значении магнитного поля $B=10T$ для различных значений радиуса цилиндра: $R=10nm$, $R=20nm$.

Из рис.1 и 2 следует, что с увеличением магнитного поля при данном радиусе цилиндра высота пика растет, и он смещается в сторону больших энергий. С уменьшением радиуса квантового цилиндра для данного магнитного поля высота пика растет, но он не смещается в сторону больших энергий.

ЛИТЕРАТУРА

1. William E. Buhro, Vicki L. Colvin // NEWS & VIEWS, Nature Mater. 2003, №2, p.138.
2. Voskoboynikov O., Wijers C.M.J., Liu J.L., Lee C.P. // Brazilian Journal of Physics, 2006, №36, p.383.
3. Zarifi A., Garm T. Pedersen // Phys. Rev. 2008, v. 77, p.85409.
4. Чучаев И.И., Маргулис В.А., Шорохов А.В., Холодова С.Е. // ФТТ, 1999, №41, с.856.
5. Mullen K., Loss D., Stoof H.T.C. // Phys.Rev. 1993, v.47, p.2689.
6. Boswarva I.M., Lidiard A.B. // Proc.Roy.Soc. 1964, A278, №1375, p.588.
7. Воробьев Л.Е., Ивченко Е.Л., Фирсов Д.А., Шалыгин В.А. // Оптические свойства наноструктур. Санкт-Петербург: Наука, 2001, 188 с.
8. Сизов Ф.Ф., Уханов Ю.И. Магнетооптические эффекты Фарадея и Фогта в применении к полупроводникам. Киев: Наукова Думка, 1979, 180 с.

2D YARIMKEÇİRİCİ KVANT SİLİNDRİNDƏ FARADEY FIRLANMASI

T.H.İSMAYILOV, G.H.CƏBRAYILOVA

XÜLASƏ

2D yarımkeçirici kvant silindrində zonalararası Faradey fırlanması bucağı hesablanmış və onun düşən işığın tezliyindən, silindrin radiusundan və maqnit sahəsindən asılılığı öyrənilmişdir. Göstərilmişdir ki, fırlanma bucağının işığın tezliyindən asılılığı sərt pik şəklindədir. Maqnit sahəsinin qiymətinin artması ilə bu pikin hündürlüyü artır və o, böyük enerjilər tərəfə sürüşür. Seçmə qaydaları müəyyən edilmişdir.

FARADAY ROTATION IN 2D SEMICONDUCTOR QUANTUM CYLINDER

T.G.ISMAYILOV, G.G.JABRAYILOVA

SUMMARY

The interband Faraday rotation angle in a semiconductor 2D quantum cylinder is calculated and its dependence on the function of the incident light energy, cylinder radius, and magnetic field is investigated. The dependence of the rotation angle on the light frequency is in the form of a sharp peak. The height of the peak rises with the increase in a magnetic field and shifts towards high energies. The selection rules are obtained.