

UDK 621.315.592; 612.382

MAGNİT SAHƏSİNDƏ GaN ƏSASLI SİLİNDRİK KVANT NÖQTƏSİNDƏ İŞIĞIN ZONALARARASI UDULMASI

T.H.İSMAYILOV, S.İ.ZEYNALOVA

*Bakı Dövlət Universiteti**tariyel.i@gmail.com*

Kvantlayıcı maqnit sahəsində GaN əsaslı silindrik kvant nöqtəsində işığın udulma əmsalı hesablanmış və onun üçün analitik ifadə alınmışdır. Udulma əmsalının fotonun enerjisindən və kvant nöqtəsinin ölçüsündən asılılıqları verilmişdir. Faradey və Foyqt konfigurasiyaları üçün seçmə qaydaları müəyyən edilmişdir. Udulma əmsalının spektrində rezonans piklərinin mövcudluğu göstərilmişdir.

Açar sözlər: işığın udulması, kvant nöqtəsi, GaN

GaN yarımkeçiricisi və onun əsasında hazırlanan nanostrukturular hazırda millimetrlik diapazonda işləyən müxtəlif elektron cihazlarının yaradılması üçün çox perspektivli materiallardır. GaAs-lə müqayisədə daha geniş qadağan zolağına malik GaN-də elektron seli sıxlığını xeyli artırmaq mümkündür. Deşilmə gərginliyinin və istilikkeçirmə əmsalının çox böyük olması daha böyük çıxış gücünə malik cihazların yaradılmasına imkan verir.

Təqdim olunan işdə uzununa kvantlayıcı maqnit sahəsində yerləşən yarımkeçirici GaN əsaslı silindrik kvant nöqtəsində işığın udulması məsələsinə baxılmış, udulma əmsalı hesablanmışdır.

Spektr və dalğa funksiyaları

$\vec{H} \parallel \vec{z} n_z$ bircins kvantlayıcı maqnit sahəsinə yerləşdirilmiş kvant silindrinə baxaq. Silindrin məhdudlaşdırıcı potensialını aşağıdakı kimi seçək:

$$V(\rho, z) = \begin{cases} 0, & \rho \leq R_0, \quad 0 \leq z \leq d \\ \infty, & \rho > R_0, \quad z > d \end{cases} \quad (1)$$

Burada R silindrin en kəsiyinin radiusu, d onun hündürlüyüdür, $\rho = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Bircins maqnit sahəsini z oxu istiqamətində yönəldək və buna uyğun vektor-potensialı $A = (-Hy/2, Hx/2, 0)$ şəklində seçək. Qeyd olunan şərtlər daxilində verilən silindrik KN üçün silindrik koordinatlarda Şredinger tənliyinin dəyişənlərinin ayrılışı iki bərabərliyə gətirir: bir tənliyə z dəyişəni daxildir və asanlıqla həll edilə bilər;

$$g(z) = \sqrt{\frac{2}{d}} \sin \frac{\pi N_c}{d} z, \quad E_z = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e d^2} N_c^2 \quad (2)$$

digər tənlik XY müstəvisində bucaq və radial hissələrdən ibarətdir. Radial hissəyə görə həll cırlaşmış hiperhəndəsi funksiyanı verir [7],

$$Y(x) = M(-\eta_{n_e m_c}, 1 + |m_c|, x), \quad (3)$$

Burada, $m_c = -1, 0, 1$ - impuls momentinin z oxu istiqamətinə proyeksiyalarına uyğundur, $x = \frac{\rho^2}{2\alpha^2}$, $\alpha = \sqrt{\frac{\hbar c}{eH}}$ - maqnit uzunluğudur və

$$\eta_{n_e m_c} = \frac{m_e E_{n_e m_c} \alpha^2}{\hbar^2} - \frac{1}{2} (1 + m_c + |m_c|) . \quad (4)$$

XY müstəvisində enerji spektri (E)

$$M(-\eta_{n_e m_c}, 1 + |m_c|, x_0) = 0 \quad (5)$$

sərhəd şərtindən tapılır; burada $x_0 = \frac{R^2}{2\alpha^2}$.

(5) tənliyinin həllindən elektron spektrinin eninə komponenti üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$E_{n_e m_c} = (\eta_{n_e m_c} + \frac{1}{2} (1 + m_c + |m_c|)) \frac{\hbar^2}{m_e \alpha^2}, \quad (6)$$

harada $n=0,1,2,\dots$, baş kvant ədədidir. (5) tənliyindən, həmçinin görünür ki, radial kvant ədədi $\eta_{n_e m_c} = \eta_{n_e |m_c|}$. Elektronun eninə hərəkəti $x_0 = \frac{R^2}{2\alpha^2}$ parametri ilə təyin olunur. Çox böyük maqnit sahələri halında və yaxud da buna ekvivalent $x \gg 1$ şərtində $\eta_{n_e m_c}$ parametri tam ədəd olur, yəni $\eta_{n_e m_c} = k$. Bu halda elektronun enerjisinin eninə komponenti üçün analitik ifadə almaq mümkündür. Ümumi halda isə, yəni $\eta_{n_e m_c}$ parametri ixtiyari olduqda ədədi

hesablama aparılmalıdır.

Beləliklə, keçirici zonadakı elektron üçün Şredinger tənliyinin tam həlli aşağıdakı kimi olacaq:

$$\Psi_{n_c, m_c, N_c} = \frac{1}{\sqrt{\pi d}} (A_{n_c, m_c})^{\frac{1}{2}} \left(\frac{eH}{\hbar c} \right)^{\frac{1}{2}} e^{im_c \varphi - \frac{\rho^2}{4\alpha^2}} \left(\frac{\rho^2}{2\alpha^2} \right)^{\frac{|m_c|}{2}} M \left(-\eta_{n_c, m_c}, 1 + |m_c|, \frac{\rho^2}{2\alpha^2} \right) \begin{cases} \sin \frac{\pi N_c}{d} z \\ \cos \frac{\pi N_c}{d} z \end{cases} \quad (7)$$

$$A_{n_c, m_c} = \int_0^{x_0} e^{-x} x^{|m_c|} [M(-\eta_{n_c, m_c}, 1 + |m_c|, x)]^2 dx \quad (8)$$

Elektronun tam enerjisi üçün isə aşağıdakı ifadə alınır:

$$E_{n_c, m_c, N_c} = (\eta_{n_c, m_c} + \frac{1}{2}(1 + m_c + |m_c|)) \frac{\hbar^2}{m_e \alpha^2} + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e d^2} N_c^2 \quad (9)$$

Valent zonasındaki elektronların enerji spektrini və dalğa funksiyalarını yuxarıdakı ifadələrdə $n_v, m_v, m_h, N_v \rightarrow n_c, m_c, m_e, N_c$ əvəzləməsi aparmaqla almaq olar .

Udulma əmsalının hesablanması

İşığın optik udulma əmsalı aşağıdakı ifadə ilə təyin olunur [8]:

$$\alpha(\omega) = \frac{4\pi^2 e^2}{ncm_0^2 \omega V} \sum_{c,v} |\langle v | \mathbf{eP}_{cv} | c \rangle|^2 \delta(E_c - E_v - \hbar\omega), \quad (10)$$

harada $\hbar\omega$ - fotonun enerjisi, m_0 sərbəst elektronun kütləsi, $V = \pi^2 R^2 d$ - normallaşma həcmidir, v, c – başlanğıc və son halları göstərir, E_v və E_c uyğun enerjilərdir, hansılar ki, (9) ifadəsi ilə verilir. Optik keçidlərə uyğun matris elementi [2]

$$\langle c | \mathbf{eP}_{cv} | v \rangle = \langle \psi_c | \psi_v \rangle \cdot \langle u_{c0} | \mathbf{eP}_{cv} | u_{v0} \rangle + \langle u_{c0} | u_{v0} \rangle \langle \psi_c | \mathbf{eP}_{cv} | \psi_v \rangle \quad (11)$$

Burada \mathbf{e} işıqın polyarizasiya vektoru, \mathbf{P}_{cv} isə \mathbf{p} impuls operatorunun matris elementi, u_{c0} və u_{v0} Brillyüen zonasının mərkəzinə ($\mathbf{k}=0$) uyğun Blox amplitudalarıdır.

(11) ifadəsinin sağ tərəfindəki ikinci hədd zonadaxili optik keçidlərə uyğundur və $\langle u_{c0} | u_{v0} \rangle = \delta_{c,v}$. Birinci hədd isə $\hbar\omega \geq E_g$ olduqda zonalarası keçidlərə uyğundur. GaN-də zonadaxili və zonalarası keçidlərə ayrılıqda baxmaq olar.

Zonalarası matris elementləri üçün ifadə aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$\langle c | \mathbf{eP}_{cv} | v \rangle = \langle \psi_c | \psi_v \rangle \cdot \langle u_{c0} | \mathbf{eP}_{cv} | u_{v0} \rangle . \quad (12)$$

ψ_c, ψ_v funksiyalarının ortoqonallıq şərtindən zonalararası keçidlər üçün $N_c - N_v = \Delta N = 0$ seçmə qaydası alınır. (12) ifadəsində impuls operatorunun matris elementi

$$\mathbf{eP}_{cv} = \int_V u_{c0}^* \mathbf{eP}_{cv} u_{v0} dV , \quad (13)$$

u_{c0}, u_{v0} -ın müxtəlif cutlüklərində sıfırdan fərqlidir. Blox funksiyalarının simetriyası atom hallarının bucaq momenti ilə təyin olunur. Məsələn, $\psi_c \sim u_{c0} \exp(im_c \varphi)$ və $\psi_v \sim u_{v0} \exp(im_v \varphi)$, harada m -bucaq momentinin maqnit sahəsi boyunca komponenti, φ -silindrik koordinat sistemində azimutal bucaqdır və $x = \rho \cos \varphi$, $y = \rho \sin \varphi$, $dV = \rho d\rho d\varphi dz$.

$\mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$ polarizasiyası üçün alınır ki,

$$\mathbf{eP}_{cv} \sim \int e^{i(m_v - m_c)\varphi} d\varphi \neq 0 , \quad \Delta m = m_v - m_c = 0, \quad (14)$$

$\mathbf{E} \perp \mathbf{H}$ polarizasiyası üçün isə

$$\begin{aligned} \mathbf{eP}_{cv} &\sim \int e^{i(m_v - m_c)\varphi} (\cos \varphi \pm \sin \varphi) d\varphi = \\ &= \int e^{i(m_v - m_c \pm 1)\varphi} d\varphi \neq 0, \\ \Delta m &= m_v - m_c = \pm 1 . \end{aligned}$$

Beləliklə, Faradey konfigurasiyası ($\mathbf{k} \parallel \mathbf{H}, \mathbf{E} \perp \mathbf{H}$) üçün sağ və sol polyarlaşmış keçidlər üçün aşağıdakı seçmə qaydası alınır:

$$\Delta m = \pm 1, \quad (15)$$

Foyqt konfigurasiyası ($\mathbf{k} \perp \mathbf{H}, \mathbf{E} \parallel \mathbf{H}$) üçün isə

$$\Delta m = 0. \quad (16)$$

Udulma əmsalının ifadəsində zonalararası matris elementi üçün Faradey konfigurasiyası halında aşağıdakı ifadə alınır :

$$\langle c | e_{\pm} P_{\pm} | v \rangle = -\frac{P}{\sqrt{2}} (A_{n_c m_c} A_{n_v m_v})^{-\frac{1}{2}} J_{n_c m_c; n_v m_v} \delta_{N_c N_v} \delta_{m_c, m_v \pm 1} . \quad (17)$$

Burada $P = \langle S | P_x | X \rangle$ –impulsun valent və keçiricilik zonası arasındakı keçidi xarakterizə edən matrisa elementidir.

$$I_{n_c, m_c; n_v, m_v} = \int_0^{x_0} M \left(-\eta_{n_c, m_c}, 1 + |m_c|, x \right) M \left(-\eta_{n_v, m_v}, 1 + |m_v|, x \right) e^{-x} x^{(|m_v| + |m_c|)/2} dx. \quad (18)$$

(10) ifadəsində $E_c - E_v$ fərqi

$$E_c - E_v = E_c(n_c, m_c) + E_c(N_c) + E_v(n_v, m_v) + E_v(N_v) + E_g, \quad (19)$$

$$E_{c(v)}(n_{c(v)}, m_{c(v)}) = (\eta_{n_{c(v)}, m_{c(v)}} + \frac{1}{2}(1 + m_{c(v)} + |m_{c(v)}|)) \frac{\hbar^2}{m_{e(h)} \alpha^2}, \quad (20)$$

$$E_{c(v)}(N_{c(v)}) = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_{e(h)} d^2} N_{c(v)}^2. \quad (22)$$

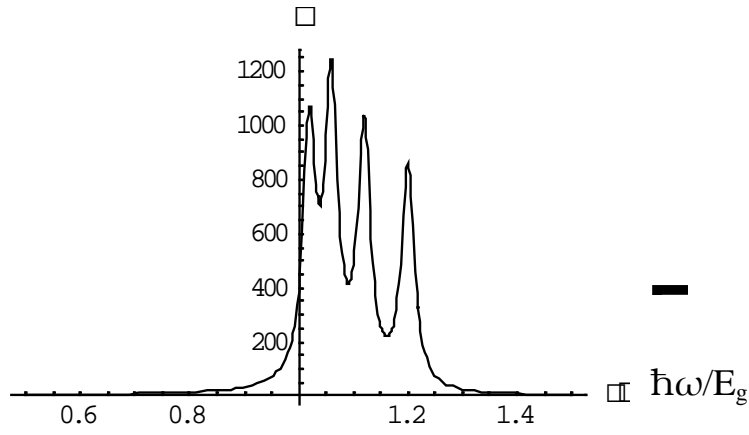
Beləliklə, udulma əmsalı üçün son ifadə aşağıdakı şəkildə yazıla bilər:

$$\alpha_{\pm}(\omega) = \alpha_0 \sum_{c,v} \frac{\Gamma}{\pi} \left\{ \frac{(A_{n_c, m_c} A_{n_v, m_v})^{-1/2} J_{n_c, m_c, n_v, m_v} \delta_{N_c, N_v} \delta_{m_c, m_v \pm 1}}{[E_c - E_v - \hbar\omega]^2 + \Gamma^2} \right\}. \quad (23)$$

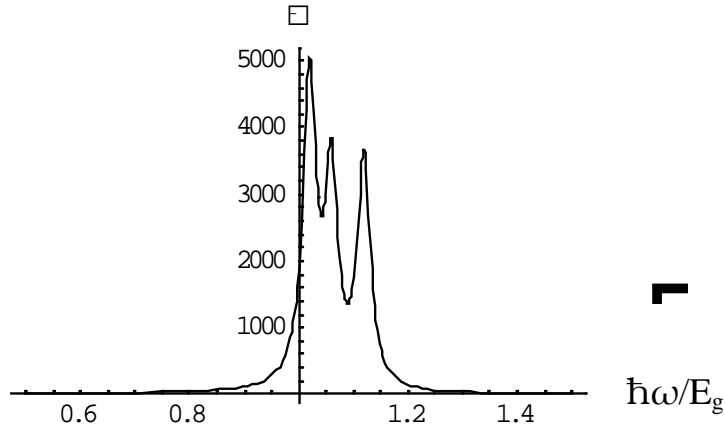
Burada $\alpha_0 = \frac{2\pi^2 e^2 P^2}{ncm_0^2 \omega V}$.

(23) ifadəsində δ funksiya Lorens konturu ilə əvəz edilmişdir, burada Γ xəttin genişlənmə parametridir. Eynilə Foyqt konfigurasiyası üçün udulma əmsalının ifadəsi (23) - də $m_v \pm 1 \rightarrow m_v$ əvəzləməsi ilə alınır.

(23) düsturunun araşdırılması göstərir ki, udulma əyrisində zonalarası keçidlərə uyğun rezonans pikləri müşahidə olunmalıdır. Onların vəziyyəti düşən işığın tezliyindən asılıdır. İşıq tezliyinin keçid tezliyinə bərabər olduğu anda udulmanın spektrində uyğun pik görünməlidir. (17) ifadəsindən görüldüyü kimi zonalarası matris elementinin sıfırdan fərqli olması üçün $N_c = N_v$, $m_v = m_c \pm 1$ (Faradey konfigurasiyası), $m_v = m_c$, (Foyqt konfigurasiyası) olmalıdır.



Şək. 1. Foyqt konfigurasiyası



Şək. 2. Faradey konfigurasiyası

Şəkil 1 və 2-də GaN silindrik kvant nöqtəsinin bircins 5T maqnit sahəsində Faradey və Foyqt konfigurasiyaları üçün udulma əmsalının $\hbar\omega/E_g$ -dən asılılığı verilmişdir. İstifadə olunan parametrlər: $E_g=3.5\text{eV}$, $m_{0e}=0.066m_0$ və $m_{0h}=0.45m_0$, $R=200\text{\AA}$, $P=20\text{eV}\cdot\text{sm}$.

ƏDƏBİYYAT

1. Davies J.H. The Physics of low-dimensional semiconductors. Cambridge University Press, 1998.
2. Воробьев Л.Е., Ивченко Е.Л., Фирсов Д.А., Шалыгин В.А. Оптические свойства наноструктур. Санкт-Петербург: Наука, 2001, 112 с.
3. Yoffe A.D. Semiconductor quantum dots and related systems: electronic, optical, luminescence and related properties of low-dimensional systems. Advances in Physics, 2001, v.50, №1, p. 1-208,
4. Inoshita T, Ohnishi S. and Oshiyama A. Phys.Rev.Lett.57, 2560, 1986.
5. Feng D.H., Jia T.Q. and Xu Z.Z. China Phys.12,1016,2003
6. Tarucha S., Austing D.G.Honda T., Vander Hage RJ and Kouwenhoven L.P., Phys.Rev.Lett.77, 3613,1996.
7. Корн Г., Корн Т. Справочник по математике для научных работников и инженеров. М.: Наука, 1973, 832 с.
8. Ансельм А.И. Введение в теорию полупроводников. М.: Наука, 1978, 418 с.

МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В МАГНИТНОМ ПОЛЕ В ЦИЛИНДРИЧЕСКОЙ КВАНТОВОЙ ТОЧКЕ НА ОСНОВЕ GaN

Т.Г.ИСМАИЛОВ, С.И.ЗЕЙНАЛОВА

РЕЗЮМЕ

Получено аналитическое выражение для коэффициента поглощения света в магнитном поле в цилиндрической квантовой точке GaN. Установлены зависимости коэффициента поглощения от энергии падающего света и радиуса квантовой точки. Установлены правила отбора для конфигураций Фарадея и Фойгта. Показано, что кривая поглощения содержит резонансные пики.

Ключевые слова: поглощение света, квантовая точка, GaN.

INTERBAND LIGHT ABSORPTION IN CYLINDRICAL GaN QUANTUM DOT IN A MAGNETIC FIELD

T.H.ISMAYILOV, S.I.ZEYNALOVA

SUMMARY

Analytical expression is received for the absorption coefficient of the light in a cylindrical GaN quantum dot. Dependencies of the absorption coefficient are shown from an incident light energy and the radius of the quantum dot. The selection rules are established for Faraday and Fogt configurations. It is shown that the curve of the absorption contains the resonance peaks.

Key words: light absorption, quantum dot, GaN

Redaksiyaya daxil oldu: 04.03.2013-cü il

Çapa imzalandı: 06.03.2013-cü il