

FİZİKA**YARIMKEÇİRİCİ KVANT QUYUSUNDA
IŞIĞIN İKİFOTONLU UDULMASI****B.M.ƏSGƏROV, T.H.İSMAYILOV, S.R.FİQAROVA**
Bakı Dövlət Universiteti

*İnvers zonalı yarımkeçirici əsaslı kvant heterostrukturunda işığın zonalar-
arası ikifotonlu udulması (İFU) məsələsinə baxılmışdır. Keyn modeli əsasında
sonsuz dərin quyu yaxınlaşmasında elektron və deşiklərin enerji spektrləri və
ixtiyari istigamətli dalğa vektoru halında dalğa funksiyaları tapılmış və
bunların köməyi ilə ikifotonlu udulma əmsali hesablanmışdır. Polyarizasiya
asılılıqları və seçmə qaydaları müəyyən edilmişdir.*

1. Giriş

Nanoölçülü yarımkeçirici əsaslı kvant məftillərində, kvant nöqtələrində və kvant quyularında işığın ikifotonlu udulması hazırda həm fundamental tədqiqatlar, həm də tətbiq nöqtəyi-nəzərindən böyük əhəmiyyət kəsb edir [1-3].

İkifotonlu spektroskopiyanın birfotonlu spektroskopiyaadan fərqli cəhətləri ondan yarımkeçiricilərin və aşağıölçülü yarımkeçirici strukturların elektron spektrləri haqqında lazımi məlumatların əldə olunmasında istifadəsini təmin edir. Birincisi, ikifotonlu udulma (İFU) yarımkeçiricilərdə səth təsirinə çox cüzi məruz qalan həcmi həyəcanlaşma yaratmağa imkan verir. İkincisi, ikifotonlu doldurma vasitəsilə yarımkeçiricilərdə və yarımkeçirici əsaslı elektron sistemlərində asanlıqla yükdaşıyıcıların invers paylanması yaratmaq olar ki, bu da lazer effektinin alınması üçün əsas şərtədir. Üçüncüsü, İFU proseslərində dipol keçidləri eyni simmetriyalı səviyyələr arasında baş verdiyi üçün birfotonlu udulmada üzə çıxmayan enerji səviyyələrini "görmək" olar. Bundan əlavə, qeyd edək ki, hətta izotrop mühitdə belə İFU düşən işığın elektrik sahəsinin polyarlılığından kəskin sürətdə asılıdır [4-8].

Deyilənlərdən aydındır ki, İFU spektroskopiyasının hazırda böyük maraq kəsb edən nanoölçülü yarımkeçirici elektron sistemlərinin öyrənilməsində effektiv bir metod olması ilə yanaşı, İFU-nun özü lazer effektinin alınmasını təmin edə bilən üsullardan biridir.

Bu işdə invers zonalı yarımkeçirici əsaslı kvant quyusunda ikifotonlu udulma effektinə baxılmışdır. Əvvəlcə ikizonalı Keyn modeli əsasında sonsuz dərin quyu yaxınlaşmasında quyudakı elektron və deşiklərin enerji spektri və ixtiyari dalğa vektoru üçün dalğa funksiyaları tapılmışdır. Çoxzonalı modeldə sıfırıncı sərhəd şərtlərinin

elektronun dalğa funksiyalarının bürüyücləri üzərinə qoyulması korrekt olmadığı üçün bu şərtlər tam dalğa funksiyası üzərinə qoyulmuşdur. Bundan sonra kvant quyusunda bütün mümkün ikifotonlu proseslər müəyyən edilmiş və araşdırılmışdır. Göstərilmişdir ki, İFU prosesləri düşən şuaların ixtiyari polyarlaşmaları hallarında baş verə bilər. Daha sonra ikifotonlu udulma əmsalı hesablanmışdır. Baxılan İFU prosesində elektron sisteminin başlanğıc və son halları, uyğun olaraq ağır deşiklər və keçiricilik zonalarında, aralıq halları isə yüngül deşiklər zonasındadır.

2. Spektr və dalğa funksiyaları

Elektron və deşiklərin dalğa funksiyaları və enerji spektri Hamiltonianı

$$H = \frac{p^2}{2m} + V(\vec{r}) + \frac{\hbar}{4m^2c^2} (\vec{\sigma} \times \vec{\nabla} V) \vec{p} + U(z) \quad (1)$$

olan Şredinger tənliyindən tapılır. Burada $U(z)$ elektronun yarımkeçirici quyudakı potensialıdır. Əgər $U(z)$ potensialı elementar özək daxilində zəif dəyişirsə, (1)-dəki dalğa funksiyasını

$$\psi = \sum_i f_i(\vec{r}) u_i(\vec{r}) \quad (2)$$

şəklində axtarmaq olar. Burada $u_i(\vec{r})$ zonaların i -ci ekstremumuna uyğun Blox amplitudlarıdır. Sonsuz dərin quyu modelində, yəni $U(z)=0$ qəbul etsək, bürüyücü funksiyalar

$$f_i(\vec{r}) = c_i \left(\vec{k} \right) e^{i\vec{k}\vec{r}} \quad (3)$$

şəklində olacaq.

Biz fərz etdik ki, quyu daxilində $U(z)$ sabitdir, yəni $U(z)=0$, quyunun xaricində isə $U(z) \rightarrow \infty$. Bu şərtlər daxilində effektiv kütlə yaxınlaşması tam ödənilir. xy müstəvisində kristal periodik qalır və bu səbəbdən də Şredinger tənliyinin həlli müstəvi dalğa şəklində verilə bilər. z oxu istiqamətində isə periodiklik pozulur. Bu istiqamətdə həll ümumi şəkildə verilməlidir. Həllərin konkret şəkili isə sərhəd şərtləri ilə müəyyən olunur. Deyilənlərin nəzəri alınması ilə bürüyücü funksiyaları

$$f_i(\vec{r}) = \varphi_i(z) e^{i\vec{k}_\perp \vec{r}_\perp} \quad (4)$$

şəklində yazmaq olar. Burada \vec{k}_\perp və \vec{r}_\perp , uyğun olaraq, ikiölçülü dalğa vektoru və radius vektordur. $\varphi_i(z)$ -lər naməlum funksiyalardır.

(1) tənliyinin həlli (5) effektiv Keyn Hamiltonianının köməyi ilə tapılır:

$$H^* = \begin{pmatrix} -\varepsilon_g - \varepsilon & 0 & \frac{Pk_-}{\sqrt{2}} & \sqrt{\frac{2}{3}}P\widehat{k}_z & \frac{-Pk_+}{\sqrt{6}} & 0 & \frac{P\widehat{k}_z}{\sqrt{3}} & \frac{Pk_+}{\sqrt{3}} \\ 0 & -\varepsilon_g - \varepsilon & 0 & \frac{Pk_-}{\sqrt{6}} & \sqrt{\frac{2}{3}}P\widehat{k}_z & \frac{Pk_+}{\sqrt{2}} & \frac{-Pk_-}{\sqrt{3}} & \frac{P\widehat{k}_z}{\sqrt{3}} \\ \frac{Pk_+}{\sqrt{2}} & 0 & -\varepsilon & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \sqrt{\frac{2}{3}}P\widehat{k}_z & \frac{Pk_+}{\sqrt{6}} & 0 & -\varepsilon & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \frac{-Pk_-}{\sqrt{6}} & \sqrt{\frac{2}{3}}P\widehat{k}_z & 0 & 0 & -\varepsilon & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{Pk_-}{\sqrt{2}} & 0 & 0 & 0 & -\varepsilon & 0 & 0 \\ \frac{P\widehat{k}_z}{\sqrt{3}} & \frac{-Pk_+}{\sqrt{3}} & 0 & 0 & 0 & 0 & -\Delta - \varepsilon & 0 \\ \frac{Pk_-}{\sqrt{3}} & \frac{P\widehat{k}_z}{\sqrt{3}} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -\Delta - \varepsilon \end{pmatrix}. \quad (5)$$

Burada ε_g həcmi yarımkeçiricinin Brillüen zonasının Γ nöqtəsində

qadağan zolağının eni, $P^2 = \frac{3}{4} \cdot \frac{\hbar^2 \varepsilon_g}{m^*}$ Keyn parametridir; $k_{\pm} = k_x \pm ik_y$,

Δ - spin-orbital parçalanma enerjisi, m^* elektronların və yüngül deşiklərin kütləsidir.

(2) dalğa funksiyasını aşağıdakı şəkildə yazmaq olar.

$$\psi(\vec{r}) = \begin{pmatrix} \varphi_1(z) \\ \varphi_2(z) \\ \varphi_3(z) \\ \varphi_4(z) \\ \varphi_5(z) \\ \varphi_6(z) \\ \varphi_7(z) \\ \varphi_8(z) \end{pmatrix} e^{i\vec{k}_1 \cdot \vec{r}_1} \quad (6)$$

(6) və (7)-nin nəzərə alınması ilə (1) tənliyi ikizonalı Keyn modelində 6 tənlikdən ibarət sistemə gətirilir. Axırını dörd tənlikdən $\varphi_3, \varphi_4, \varphi_5, \varphi_6$ -nı φ_1 və φ_2 vasitəsilə ifadə edib birinci iki tənlikdə yerinə yazsaq φ_1 və

φ_2 üçün

$$\frac{\partial^2 \varphi_{1,2}}{\partial z^2} + \chi^2 \varphi_{1,2} = 0 \quad (7)$$

tənliyi alınır. Burada

$$\chi^2 = \frac{3}{2P^2} \varepsilon(\varepsilon + \varepsilon_g) - k_{\perp}^2 \quad (8)$$

tənliyi ilə ifadə olunur. (8)-in ümumi həllini

$$\varphi_i(z) = a_i(z) \cos(\chi z) + b_i(z) \sin(\chi z) \quad (9)$$

şəklində yazmaq olar. $a_i(z), b_i(z)$ və χ sərhəd şərtlərindən tapılır.

Əgər sərhəd şərtlərini bürüyücü $\varphi_i(z)$ funksiyaları üzərinə qoysaq, yəni

$$\varphi_i(z=0) = 0, \quad \varphi_i(z=d) = 0, \quad (10)$$

olduğunu qəbul etsək (burada d – quyunun enidir), görünür ki, bu sərhəd şərtlərini yalnız $\varphi_i(z) = b_i(z) \sin\left(\frac{\pi n}{d} z\right)$ funksiyaları ödəyir, (n – tam ədədlərdir). Bunlar isə (7)-nin xüsusi həlləridir. Yəni bu halda tam dalğa funksiyası sərhədlərdə 0-a çevrilmir. Bu səbəbdən də sərhəd şərtləri tam dalğa funksiyası üzərinə qoyulmalıdır, yəni

$$\psi(\vec{r}_{\perp}, z=0) = 0, \quad \psi(\vec{r}_{\perp}, z=d) = 0 \quad (11)$$

olmalıdır. Göstərmək olar ki, (11) şərti bürüyücü funksiyalar üçün

$$\left[1 + R_i(z_0) \frac{\partial}{\partial z}\right] \varphi_i(z_0) = 0, \quad (z_0 = 0, d) \quad (12)$$

sərhəd şərtinə gətirir. (12) şərti şəklinə görə [10] işindəki sərhəd şərti ilə üst-üstə düşür. (9)-u (12)-də yerinə yazsaq iki tənlikdən ibarət tənliklər sistemi alarıq ki, onun da həllinin varlığı üçün

$$\operatorname{tg}(\chi d) = \frac{R_i(0) - R_i(d)}{1 + \chi^2 R_i(0) R_i(d)} \cdot \chi \quad (13)$$

şərti ödənməlidir. Fərz etsək ki, quyunun enində tam sayda elementar özək yerləşir, yəni $d = Na_0$ (N - tam ədəd, a_0 isə qəfəs sabitidir), Blox funksiyalarının periodikliyinə nəzərə alaraq göstərmək olar ki, $R_i(0) = R_i(d) = 0$ və onda

$$\chi = \frac{\pi n}{d}, \quad n=1,2,3\dots \quad (14)$$

olacaq. Nəticədə keçiricilik elektronlarının və yüngül deşiklərin spektr və dalğa funksiyaları üçün aşağıdakı ifadələr alınır:

$$\Psi_{m\nu, \vec{k}_\perp, \sigma_\nu}(\vec{r}) = \sqrt{\frac{2}{Sd}} \left\{ a_{m\nu, \vec{k}_\perp, \sigma_\nu}(\vec{r}) \sin(\chi_\nu z) + b_{m\nu, \vec{k}_\perp, \sigma_\nu}(\vec{r}) \cos(\chi_\nu z) \right\} e^{i\vec{k}_\perp \cdot \vec{r}_\perp}. \quad (15)$$

Burada $\hat{\sigma}_\nu = (\uparrow \downarrow)$, $\nu = (c, l)$, $k_\perp = (k_x, k_y, 0)$ və $\hat{R} = \hat{K} \hat{I}$, $\hat{K} = -i\hat{\sigma}_y \hat{K}_1$ - zamanın inversiya operatoru, $\hat{\sigma}_y = \begin{pmatrix} 0 & -1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$, \hat{K}_1 isə kompleks qoşma operatorudur [9].

$$\varepsilon = -\frac{1}{2} \varepsilon_g \pm \left[\frac{1}{4} \varepsilon_g^2 + \frac{2P^2}{3} (k_\perp^2 + \chi_j^2) \right]^{\frac{1}{2}},$$

$$\chi_j = \frac{\pi n_j}{d}, \quad n_j = 1, 2, 3, \dots \quad (16)$$

Burada (+) və (-) işarələri uyğun olaraq keçirici (c) və yüngül deşiklər zonalarına aiddir, $j=c, l$.

Baxılan ikizonalı Keyn modelində ağır deşiklər heç bir zona ilə qarşılıqlı təsirdə olmur və ona görə də parabolikdir:

$$\Psi_{m_h, \vec{k}_\perp, \sigma_\nu}(\vec{r}) = \sqrt{\frac{2}{Sd}} \left[\left(\frac{\sqrt{3} k_+}{2k} u_4 - \frac{1 k_-}{2k} u_6 \right) \sin(\chi_h z) + \frac{i\alpha_h k_+^2}{k k_\perp^2} u_3 \cos(\chi_h z) \right] e^{i\vec{k}_\perp \cdot \vec{r}_\perp}, \quad (17)$$

$$\Psi_{m_h, \vec{k}_\perp, \downarrow}(\vec{r}) = \hat{R} \Psi_{m_h, \vec{k}_\perp, \uparrow}(\vec{r}), \quad (18)$$

$$\varepsilon_h = \frac{\hbar^2}{2m_h} (k_\perp^2 + \chi_h^2), \quad \chi_h = \frac{\pi n_h}{d}, \quad n_h = 1, 2, 3, \dots, \quad (19)$$

3. İkifotonlu udulma prosesləri

İkifotonlu udulma əmsalı aşağıdakı düsturla hesablanır:

$$K_2(\hbar\omega_1) = \frac{e^4}{n_1 n_2 c^2 m^4 \omega_1 \omega_2} \cdot \sum_{f,i} \left| \sum_t \left\{ \frac{\vec{e}_2 \vec{M}_{f\bar{t}} \cdot \vec{e}_1 \vec{M}_{t\bar{i}}}{E_f - E_i - \hbar\omega_1} + \frac{\vec{e}_1 \vec{M}_{f\bar{t}} \cdot \vec{e}_2 \vec{M}_{t\bar{i}}}{E_f - E_i - \hbar\omega_2} \right\} \right|^2$$

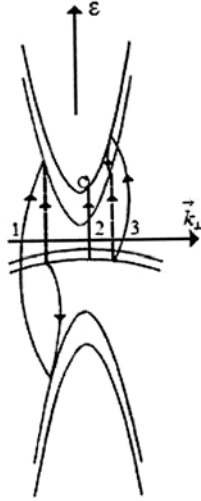
$$\cdot \delta[E_f - E_i - \hbar(\omega_1 + \omega_2)]. \quad (20)$$

Şəkil 1-də kvant quyusunun zona quruluşu və spin nəzərə alınmayan halda ikizonalı Keyn modeli daxilində bütün mümkün altı ikifotonlu udulma prosesi göstərilmişdir. c, h və l zonaları spinə görə cırlaşmış olduğundan bütün mümkün olan İFU proseslərinin sayı 48-ə bərabər olur. Nəzərə alsaq ki, eyni zona daxilində spin aşağı və spin yuxarı (və tərsinə) səviyyələr arasındakı keçidlərə uyğun matris elementləri

$$\begin{aligned}
& \text{sıfırdır, yəni } \langle c \vec{k} \uparrow | \vec{e} \vec{p} | c \vec{k} \downarrow \rangle = \\
& = \langle h \vec{k} \uparrow | \vec{e} \vec{p} | h \vec{k} \downarrow \rangle = \langle l \vec{k} \uparrow | \vec{e} \vec{p} | l \vec{k} \downarrow \rangle = 0 \text{ və} \\
& \quad \langle h \vec{k} \uparrow | \vec{e} \vec{p} | h \vec{k} \uparrow \rangle = \langle h \vec{k} \downarrow | \vec{e} \vec{p} | h \vec{k} \downarrow \rangle
\end{aligned}$$

matris elementləri (m_l/m_h) parametri dəqiqliyi ilə kiçikdir, mümkün İFU proseslərinin sayı 28-ə düşür.

Göstərilən şərtlər daxilində İFU əmsalı hesablanır. Ölçüyə görə kvantlanma olan halda İFU proseslərinin sayı zonalararası (müxtəlif zonaların alt zonaları arasındakı keçidlər) və zona daxili (eyni zona daxilindəki alt zonalar arasındakı keçidlər) hesabına kəskin artmış olur. Həcmi haldan fərqli olaraq ölçü kvantlanması olan halda spin yuxarı və spin aşağı (və tərsinə) hallar arasındakı keçidlər mümkün olur və bu halda $\Delta n \neq 0$.



Şəkil 1.

Sadəlik üçün parabolik hala baxaq. Şəkil 1-də valent alt zonalarından keçiricilik zonasının alt zonalarına keçidlərlə bağlı dörd ikifotonlu udulma prosesi göstərilmişdir. Bu proseslərdə aralıq hallar keçiricilik zonasının alt zonalarıdır. Nəzərə alınsa ki, valent zonasının alt zonaları da aralıq hallar ola bilər, onda İFU proseslərinin sayı iki dəfə artır.

Hesablamaların nəticəsində İFU əmsalı üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$K_2(\hbar\omega_1, \hbar\omega_2) = \frac{8\pi^2 e^4 P^2}{n_1 n_2 c^2 \hbar d} \sum \left(\frac{m_{cj}}{m_c} \right)^2 \sum \sum f_{ij}(\omega_1, \omega_2) \frac{\Theta(\Lambda_{cj})}{\hbar\omega_1 (\hbar\omega_2)^2} \quad (21)$$

Konkretlik üçün iki polyarizasiya halına baxılmışdır: ZZ və (++). Bu

poljarizasiya halları üçün $f_\nu(\omega_1, \omega_2)$ funksiyalarının ifadələri aşağıdakı şəkildədir:

$$\begin{aligned} f_{h1}^{\bar{z}} &= 0, \\ f_{h2}^{\bar{z}} &= \frac{1}{\pi^2} \varepsilon_{ch}^0 \cdot \xi_{1hh}^2 \cdot (a_{ha_h}^{cn_h} + b_{ha_h}^{cn_h})^2 |T_{n_c n_h}|^2, \\ f_{h3}^{\bar{z}} &= 0, \end{aligned} \quad (22)$$

$$\begin{aligned} f_{i1}^{\bar{z}} &= 0 \\ f_{i2}^{\bar{z}} &= \frac{1}{3\pi^2} \varepsilon_{ch}^0 [\xi_{1il} (\alpha_{in_l}^{cn_c} + b_{in_l}^{cn_c}) + \xi_{1ic} (\alpha_{in_l}^{cn_c} + b_{in_l}^{cn_c})]^2 |T_{n_c n_h}|^2 \\ f_{i3}^{\bar{z}} &= \frac{4}{3\pi^2} \varepsilon_{ci}^0 \left[\sum_{n_c} \xi_{2il} T_{n_c n_c} T_{n_c n_h} (\alpha_{in_l}^{cn_c} + b_{in_l}^{cn_c}) + \sum_{n_c} \xi_{2il} T_{n_c n_c} T_{n_c n_c} (\alpha_{in_l}^{ln_l} + b_{in_l}^{ln_l}) \right]^2 \end{aligned} \quad (23)$$

$$\begin{aligned} f_{h1}^{++} &= \frac{1}{2} \Lambda_{ch} \xi_{1hh}^2 \cdot (a_{hn_h}^{cn_c} + b_{hn_h}^{cn_c})^2 \delta_{n_c n_h}, \\ f_{h2}^{++} &= \frac{1}{2} \Lambda_{ch} \xi_{2hh}^2 \cdot (a_{hn_h}^{cn_c} + b_{hn_h}^{cn_c}) |T_{n_c n_h}|^2, \\ f_{h3}^{++} &= 0, \\ f_{i1}^{++} &= \frac{5}{12} \Lambda_{ci} \xi_{1il}^2 (\alpha_{in_l}^{cn_c} + b_{in_l}^{cn_c} + \alpha_{in_l}^{ln_l} + b_{in_l}^{ln_l})^2 \delta_{n_c n_h}, \\ f_{i2}^{++} &= \frac{1}{6} \Lambda_{ci} \xi_{1il}^2 (\alpha_{in_l}^{cn_c} + b_{in_l}^{cn_c} + \alpha_{in_l}^{ln_l} + b_{in_l}^{ln_l})^2 |T_{n_c n_h}|^2, \\ f_{i3}^{++} &= 0, \end{aligned} \quad (24)$$

burada

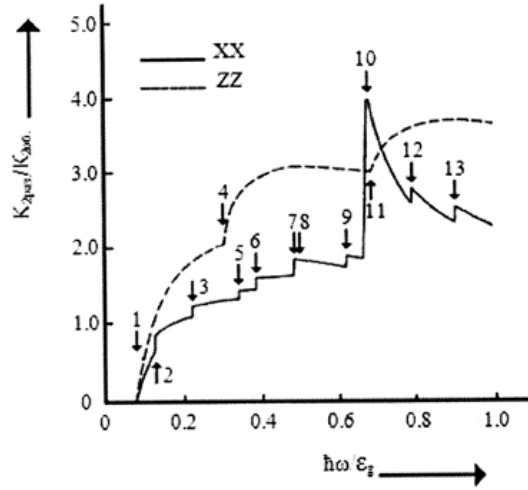
$$\varepsilon_{cj}^0 = \varepsilon_c^0 + \varepsilon_j^0, \Lambda_{cj} = \hbar(\omega_1 + \omega_2) - \varepsilon_g - \varepsilon_c^0 n_c^2 - \varepsilon_j^0 n_j^2, \quad (25)$$

$$\begin{aligned} \xi_{1j\nu} &= \frac{\Lambda_{cj}}{\Lambda_{cj} + \varepsilon_{cj} n_\nu^2}, \xi_{1j\nu} = \frac{1}{\pi^2} \frac{\varepsilon_{cj}}{\Lambda_{cj} + \varepsilon_{cj} n_\nu^2}, \\ a_{jn_j}^{cn_\nu} &= [\hbar\omega_1 + \varepsilon_c^0 (n_\nu^2 - n_j^2)]^{-1}, b_{jn_j}^{cn_\nu} = a_{jn_j}^{cn_\nu} \cdot \delta_{\omega_1 \omega_2} \\ a_{ln_\nu}^{ln_\nu} &= [-\hbar\omega_2 - \varepsilon_l^0 (n_\nu^2 - n_l^2)]^{-1}, b_{ln_\nu}^{ln_\nu} = a_{ln_\nu}^{ln_\nu} \cdot \delta_{\omega_1 \omega_2}, \\ \Theta(x) &= \begin{cases} 1, x \geq 0 \\ 0, x < 0, \end{cases}, \delta_{ij} = \begin{cases} 1, i = j \\ 0, i \neq j \end{cases}, \nu = (c, l), \\ & j = (h, l), \\ \frac{1}{m_{cj}} &= \frac{1}{m_c} + \frac{1}{m_j}, T_{n_c n_j} = [1 - (-1)^{n_c + n_j}] \cdot \frac{2n_c n_j}{n_c^2 - n_j^2}. \end{aligned} \quad (26)$$

Ədədi hesablamalar $HgTe/CdTe$ kvant quyusu üçün aparılmışdır və nəticələri 2 və 3 şəkillərində verilmişdir. Parametrlərin qiymətləri [11] işindən götürülmüşdür (cədvəl 1).

Cədvəl 1

$HgTe/CdTe$ kvant quyusunun zona quruluşu parametrləri. ε_g qadağan zolağının eni, Δ spin-orbital parçalanma energisi, $E_p = 2m_0P^2/\hbar^2$ Kane sabiti ilə bağlı enerji, m_c, m_h, m_l uyğun olaraq keçiricilik, ağır və yüngül dəşiklər zonalarındakı kütlələrdir		
	$HgTe$	$CdTe$
E_g (eV)	-0,303	1,606
Δ (eV)	1,08	0,91
Λ (eV)	0	0,577
E_p (eV)	18,8	18,8
m_c/m_0	0,02	0,096
m_h/m_0	0,4	-
m_l/m_0	0,029	-

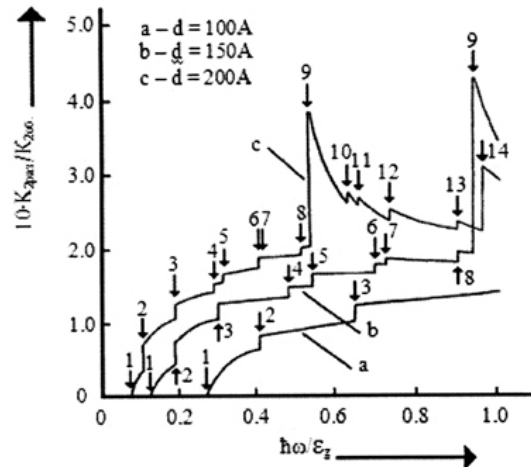


Şəkil 2.

Şəkil 2-də K_{2QW}/K_{2bulk} kəmiyyətinin $\hbar\omega/\varepsilon_g$ ($\omega_1 = \omega_2 = \omega$) asılılığı $d = 180 \text{ \AA}$, $\varepsilon_g = 128 \text{ \AA}$, $m_l = m_c = 0.029m_0$, $m_h = 0.4m_0$ ($HgTe$) parametrləri üçün müxtəlif xx və zz həndəsələri üçün verilmişdir. K_{2bulk} İFU əmsalı üçün $\omega_1 = \omega_2 = \omega$, $\hbar\omega = 0,117 \text{ eV}$ olduqda, $HgTe(T=0)$ üçün zz polyarlaşması halında $K_{2bulk} = 0.357 \text{ cm}^{-1} \text{ MW}^{-1}$ qiyməti alınır.

Şəkil 3-də K_{2QW} -nin $\hbar\omega/\varepsilon_g$ parametrindən asılılığı $HgTe$ layı halında müxtəlif quyusu enləri üçün verilmişdir. $\Delta n_{ch} = 2$ (arrows 9,14)

seçmə qaydasına uyğun proseslər aydın görünür.



Şəkil 3.

ƏDƏBİYYAT

1. Zh. Alferov, Semiconductors, 32(1),1, 1998.
2. E.L.Ivchenko. Optical Spectroscopy of Semiconductor Nanostructures. (Alpha Science Intern.Ltd. Harrow, UK, 326 (2005).
3. S.Krishnamurthy, A.Sher, and A-B. Chen: J. Appl. Phys. 88 (2000) 260.
4. S.Krishnamurthy, K.Nashold, and A.Sher: J.Appl. Phys. Lett.77(2000) 355.
5. B.S.Haeri, S.R.Kingham, and P. Milsom: J. Appl. Phys.99 (2006) 13514.
6. L.A.Padilha, J.Fu, D.J.Hagan, E.W.Van Stryland, C.L.Cesar, L.C.Barbosa, C.H.Cruz, D.Busso, A.Martucci. Phys.Rev.B75, 025375 (2007).
7. L.A.Padilha, J.Fu, D.J. Hagan, E.W.Van Stryland, C.L.Cesar, L.C.Barbosa, C.H.Cruz, Opt.Express 85, 3256 (2004).
8. A.Hayat, P.Ginzburg, M.Orenstein. Phys.Rev.B76, 035339 (2007).
9. C.Kittel, Quantum Theory of Solids, Nyu-York-London(1963), 491.
10. V.A.Volkov, T.N.Pinsker, Zhurnal Eksperimentalnoy i Teoreticheskoy Fiziki, 70(3), 2268, (1976).
11. R.Winkler. Spin-Orbit Coupling Effects in Two-Dimensional Electron and Hole Systems (Springer-Ferlag, Berlin, Heidelberg, 2003).

ДВУХФОТОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ КВАНТОВОЙ ЯМЕ

Б.М.АСКЕРОВ, Т.Г.ИСМАИЛОВ, С.Р.ФИГАРОВА

РЕЗЮМЕ

В двухзонной модели Кейна рассмотрено межзонное двухфотонное поглощение (ДФП) света в квантовой яме на основе полупроводника с инверсной зонной структурой. С помощью полученных волновых функций для произвольного \vec{k} вычислен коэффициент ДФП. Получено аналитическое выражение в зависимости от частоты падающего света и ширины квантовой ямы. Рассмотрены частные случаи xx и zz поляризаций. Установлены правила отбора.

TWO-PHOTON ABSORPTION OF LIGHT IN SEMICONDUCTOR QUANTUM WELL

B.M.ASKAROV, T.H.ISMAYILOV, S.R.FIGAROVA

SUMMARY

On Kane the energy spectrum of electrons and holes α wave functions for arbitrary \vec{k} are calculated on Kane model. Interband two-photon absorption of light in quantum well on the basis of semi-conductor with inverse zone structure is investigated in two-band model of Kane. The coefficient of TPA is calculated with the help of wave functions for the arbitrary \vec{k} . The analytical expression depending on the frequency of the falling light and width of the quantum well is obtained. The paper examines the special cases of xx & zz polarization & also sets the selection rules.