AŞAĞIÖLÇÜLÜ SİSTEMLƏRDƏ YÜKDAŞIYICILARIN SƏPİLMƏSİ VƏ İŞIĞIN UDULMASI

H.B. İBRAHİMOV, R.Z. İBAYEVA
Azərbaycan Respublikası Elm və Təhsil Nazirliyi, Fizika İnstitutu
AZ1073, Bakı ş., H. Cavid pr., 131

Bu işdə maqnit sahəsində yarımkeçirici ifratqəfəslərdə zonadaxili optik keçidi, kvant nöqtələrdən ibarət ifratqəfəslərdə fononlardan səpilməklə elektromaqnit şüalanmasının sərbəst yükdaşıyıcılar ilə udulması və silindrik kvant məftildə kvazi bir ölçülü elektron qazı üçün şüalanma sahəsinin məftilin uzunluğu boyunca polyarlaşdığı halda yükdaşıyıcılar akustik fononlardan səpildikdə sərbəst yükdaşıyıcıların udulması nəzəriyyəsi tədqiq edilmişdir. Eyni zamanda parabolik konfaynment potensiallı kvant məftildə elektronlar ilə elektromaqnit şüalanmasının udulmasına və fononlardan səpilməsinə baxılmışdır. Bundan başqa uzununa maqnit sahəsinin təsiri altında kvant daralmasında işığın udulması və Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsiri nəzərə alınmaqla iki ölçülü elektron qazının xətti polyarlaşmasının zonadaxili udulması araşdırılmışdır.

Açar sözlər: aşağıölçülü sistemlər, kvant məftil, konfaynment, sərbəst yükdaşıyıcılardan işığın udulması, kvant daralma.
DOİ: 101134/1.2045365

Müasir elm və texnikanın nailiyyətləri arasında süni yaradılmış yarımkeçirici strukturlar xüsusi yer tutur. Kvant effektlərin yaranması ilə bu yarımkeçirici strukturlar unikal fiziki xüsusiyyətlərə malik olur. Onlardan daha intensiv şəkildə öyrəniləni ölçüyə görə kvantlanma effektidir. Bu effekt sistemin xarakterik ölçüləri zərrəciklərin de Broyl dalğası qiyməti ilə müqayisə oluna bildikdə, həmin zərrəciklərin hərəkətinə qoyulan məhdudiyyətlər nəticəsində yaranır. Aşağıölçülü sistemlərin bir çox növləri mövcuddur: kvant çuxur, ifratqəfəslər, kvant məftil, kvant nöqtə, kvant halqa, kvant disk və s.

Müasir texnologiyanın nailiyyətləri, məsələn, kompüter nəzarəti vasitəsilə molekulyar şüa epitaksiya metodu istənilən konfaynmentli, o cümlədən parabolik potensial ilə ölçülü-məhdudlanan yarınmkeçirici sistemlər almağa imkan verir. Parabolik potensiallı sistemlərdə ölçülü kvantlanma effekti eni kifayət qədər böyük kvant çuxurlarda (1000Å-dən böyük) yaranır və T~100 K temperaturda enerji spektrinin kvantlanması sistemin xassələrinə nəzərə çarpacaq dərəcədə təsir edir. Potensialın kvadratik asılılığı sistemin bir çox xarakteristikasının analitik şəkildə ifadəsini almağa imkan verir, bu da baxılan fiziki halları analiz etmək üçün əlverişlidir.

Elektrik və maqnit sahələrinin yarımkeçirici strukturlarda optik şüalanmaya təsiri zamanı yeni effektlər müşahidə olunur, bu da daha çox mükəmməl cihazların yaranmasına gətirib çıxarır. Maqnit sahəsinin və nanostrukturların həndəsi formasının optik və kinetik xassələrə təsirinin öyrənilməsi nanoelektronikanın aktual istiqamətlərindən biridir. Müxtəlif aşağıölçülü strukturlarda elektron qazının spektral xassələrinin əsas tədqiqat metodlarından biri elektomaqnit şüalanmasının təsiri altında zonadaxili elektron keçidlərinin araşdırılmasıdır. Nanostrukturların spektral xüsusiyyətlərinin öyrənilməsində rezonans udulmanın tədqiqi, kinetik ölçmələrindən daha üstündür, çünki sistemin fiziki xüsusiyyətlərinə təsir göstərə bilən kontakt sistemləri ilə əlaqə yaratmaq tələb olunmur. Son onilliklərdə yarımkeçiricilərdə və nanostrukturlarda spin hadisələri geniş şəkildə tədqiq olunur: spin-orbital qarşılıqlı təsirinin xüsusiyyətləri, elektron və deşiklərin spin dinamikası, elektron sistemdə fotonun bucaq momentinin ötürülməsi prosesləri geniş araşdırılır. Bu effektlər yük və spin sərbəstlik dərəcələrinin birgə öyrənilməsi ilə müəyyən olunmuşdur. Elmin bu bölməsi spintronika adlandırılır. Bundan başqa, aşağıölçülü strukturlarda həcmi materiallarla müqayisədə relaksasiya müddəti daha böyük olur.

Yüksəktezlikli elektromaqnit şüalanmasının zonadaxili udulmasının tədqiqinin əsas aspekti onunla əlaqədardır ki, diskret enerji spektri halında udulma əyrisi müəyyən nöqtələrdə rezonans pikinə malikdir və bu nöqtələrdə şüalanma tezliyi elektronların enerji səviyyələri arasındakı məsafəyə bərabərdir. Bu halda müəyyən olunan rezonans tezliyi, nanostrukturlarda lateral konfaynment və elektron enerji spektrinin parametrləri haqda məlumat almağa imkan verir.

Maqnit sahəsində yarımkeçirici ifratqəfəslərdə zonadaxili optik keçidi tədqiq edilmişdir [1]. Maqnit sahəsi ifratqəfəsin səthinə perpendikulyar yönəldikdə Landau kvantlanması baş verir və enerji diskret səviyyələrə ayrılır. Eyni zamanda z istiqamətində elektronlar və deşiklərin hərəkətinin nəticəsi olan minizonalar kəsilməz olaraq qalırlar. Uzununa maqnit sahəsinin ($H=H_z$) təsiri altında z oxu boyunca d_{SL} periodlu, $U(z)$ potensial çuxurlu ifratqəfəslərdə elektronun enerji spektri və dalğa funksiyası yaxşı məlum olan aşağıdakı kimi ifadə oluna bilir:

$$E_n(k_z) = (n+1/2)\hbar\omega_c + \frac{\Delta}{2}\left(1-\cos k_z d_{SL}\right) \quad (1)$$

$$\Psi_{nk_xk_z} = \frac{1}{L_y}\exp(ik_x x)\Phi_{nk_x}(y-y_0)\xi(k_z) \quad (2)$$

Burada $\Phi_{nk_x}(y-y_0)$ ossilyator funksiyası, L_x, L_y, L_z ifratqəfəs nümunəsinin ölçüləridir, Δ minizonanın eni, ω_c- tsiklotron tezliyi və $\xi_k(z)$ – z istiqamətində Blox funksiyasını göstərir. (1) enerji spektri həm kvazi iki ölçülü sistemlərin səthinə maqnit sahəsi perpendikulyar

131, H.Javid ave, AZ-1073, Baku
Institute of Physics
E-mail: jophphysics@gmail.com

yönəldikdə yükdaşıyıcıların enerji spektri tam kvantlandığından onların enerji spektrindən, həm də kvazi bir ölçülü sistemlərin enerji spektrindən fərqlənir.

Elektromaqnit sahəsinin polyaizasiya vektoru ifrat qəfəsin müstəvisi boyunca yönəldikdə elekton – foton qarşılıqlı təsirin matrisa elementinin kvadratının

$$\left|\left\langle nk_x k_z \middle| H_R \middle| n'k'_x k'_z \right\rangle\right|^2 = \left(\frac{2\pi\hbar n_0}{\in(\omega)\omega}\right)\left(e\Delta d_{SL}\sin\left(k_z d_{SL}\right)/2\hbar\right)^2 \delta_{nn'}\delta_{k_x k'_x}\delta_{k_z k'_z} \tag{3}$$

ifadəsindən görünür ki, işığın birbaşa zona daxili udulması baş vermir. Zona daxili udulma elektron, fotondan başqa həm də üçüncü bir "cismin", məsələn fononların iştirakı ilə baş verir.

Burada $\vec{\varepsilon}$ şüalanma sahəsinin polyarizasiya vektoru, $\in$ - dielektrik sabiti, ω və c işıq dalğasının tezliyi və sürətidir. H_R operatorunun matris elementlərini hesabladıqda yüksək tezlikli sahə bircins hesab olunur.

Kvant mexaniki keçid ehtimalı ilə əlaqədar olaraq yükdaşıyıcıların eyni zamanda yükdaşıyıcılar foton udularaq fononlardan səpilir, ya da fononlardan səpildikdən sonra foton udur. Biz elektronların polyar və qeyri-polyar fononlardan səpilməsi halına baxırıq. Bu halda sərbəst yükdaşıyıcılarla işığın udulma əmsalı

$$\alpha = \frac{\in^{1/2}}{n_0 c}\sum_i W_i f_i \tag{4}$$

kimi hesablanır. Burada n_0 – şüalanma sahəsində fotonların sayı, f_i sərbəst yükdaşıyıcıların paylanma funksiyası, W_i – yaxşı məlum olan aşağıdakı ifadə ilə müəyyən olunan keçid ehtimalıdır:

$$W_i = \frac{2\pi}{\hbar}\sum_{fq}\left[\left|\left\langle f\left|M_+\right|i\right\rangle\right|^2\delta\left(E_f - E_i - \hbar\omega - \hbar\omega_q\right) + \left|\left\langle f\left|M_-\right|i\right\rangle\right|^2\delta\left(E_f - E_i - \hbar\omega + \hbar\omega_q\right)\right] \tag{5}$$

burada E_i və E_f – uyğun olaraq başlanğıc və son halda elektronların enerjisinin göstərir, $\hbar\omega_q$ –fononun enerjisidir və $\langle f|M_+|i\rangle$ - elektron, fonon və fotonlar arasındakı qarşılıqlı təsir üçün başlanğıc vəziyyətdən son vəziyyətə keçidin matris elementləridir. i,α,f indeksləri elektronun başlanğıc, aralıq və son vəziyyətini göstərir. V_S – elektron-fonon qarşılıqlı təsir operatorudur. Yükdaşıyıcılar həm polyar fononlardan səpildikdə, həm də qeyri-polyar fononlardan səpildikdə işığın səbəst yükdaşıyıcılarla udulma əmsalının ifadəsinə $\frac{1}{\sqrt{1-\frac{4}{\Delta^2}\Theta_{1\pm}^2}}$ vuruğu daxildir $(\Theta_{1\pm}(k_z d) = (n' - n)\hbar\omega_c \pm \hbar\omega_0 + \hbar\Omega + +\frac{\Delta}{2}\cos k_z d)$. Bu isə hər iki səpilmə halında sərbəst yükdaşıyıcılarla işığın udulma əmsalının həm maqnit sahəsinin intensivliyindən, həm də düşən işığın tezliyindən asılı olaraq ossilyasiya etdiyini və rezonans şərtinin $N\omega_c = \Omega + \omega_0$ olduğunu göstərir. Hər dəfə $1 - 4\Theta_{1\pm}^2/\Delta^2 = 0$ şərti ödəndikdə, udma əmsalı dağılır. Bundan başqa, $1 - 4\Theta_{1\pm}^2/\Delta^2$ qiymətinin həqiqi və müsbət olduğunu nəzərə alsaq, udma əmsalının mümkün qiymətləri üçün enerji intervalı tapılır.

Kvant nöqtələrdən ibarət ifratqəfəslərdə fononlardan səpilməklə elektromaqnit şüalanmasının sərbəst yükdaşıyıcılar ilə udulması tədqiq olunmuşdur[2]. Fərz olunur ki, kvant nöqtəli ifratqəfəslərdə elektron qazı anizotrop parabolik potensialla məhdudlanıb. Güclü əlaqə yaxınlaşmasında kvant nöqtəli ifratqəfəslərdə elektronun normallaşdırılmış məxsusi funksiyası $\Psi_{n,l,k_z}(r)$ və keçirici zonada enerjisinin məxsusi qiymətləri $E_{n,l}(k_z)$ uyğun olaraq bu şəkildə tapılır [3].

$$\Psi_{n,l,k_z}(r) = \frac{1}{\sqrt{L_z}}\Psi_n(x)\Psi_l(y)\xi_{k_z}(z), \tag{6}$$

$$E_{n,l}(k_z) = (n+\frac{1}{2})\hbar\omega_x + (l+\frac{1}{2})\hbar\omega_y + \frac{\Delta}{2}(1-\cos k_z d) = \varepsilon_{n,l} + \varepsilon\left(k_z\right), \tag{7}$$

burada m^* - elektronun effektiv kütləsi, ω_x və ω_y - uyğun olaraq x və y istiqamətlərində konfaynmentin tezlikləridir. $n(=0,1,2,...)$ və $l(=0,1,2,....)$ ilə elektronun altzonaları səviyyəsinin indeksləri göstərilib, $k_z - z$ istiqamətində dalğa vektoru komponenti, $\Psi_n(x)$ və $\Psi_n(y)$ – sadə harmonik ossilyatorun məxsusi funksiyalarıdır. (6) ifadəsi ilə verilən dalğa funksiyasından istifadə edərək elektron-foton qarşılıqlı təsirinin matris elementini (3) ifadəsində $\delta_{k_x k_x}$ simvolun $\delta_{ll'}$ simvolu ilə əvəz etməklə alınır, burada V – kristalın həcmidir, şüalanma sahəsi z - oxu istiqaməti boyunca polyarlaşıb.

Elektron-fonon qarşılıqlı təsirinin matris elementinin ifadəsi belədir:

$$\left|\left\langle k'_z n' l' \middle| V_s \middle| k_z n l\right\rangle\right| = C'_j\ J_{nn'}(x) J_{ll'}(y) I(q_z) \tag{8}$$

V_S – elektronun fononla qarşılıqlı təsir operatorudur. $C'_j C_j$ – elektronlar və fononlar arasındakı qarşılıqlı təsiri xarakterizə edən funksiyadır və ifadələri belədir [4]:

$$J_{nn'}\left(q_x\right) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{iq_x x} dx \Psi_n(x)\Psi_{n'}(x) \qquad J_{ll'}\left(q_y\right) = \int_{-\infty}^{\infty} e^{iq_y y} dy \Psi_l(y)\Psi_{l'}(y)$$

$$I(q_z)=\int_0^d \xi_{k_z}(z)\xi_{k'_k}(z)e^{iq_z z}dz \qquad C_j'^2 = C_j^2 F_j(q)$$

C_j və $F_j(q)$ ononların növündən asılıdır.Polyar və qeyri-polyar optik fononlarla səpilmə zamanı udma əmsalı üçün aşağıdakı ifadələri alırıq:

$$\alpha_{pol}=\frac{4\pi e^4\Delta d\omega_0 L_z}{c\Omega^3 \in^{1/2}\hbar^3}\left(\frac{1}{\varepsilon_\infty}-\frac{1}{\varepsilon_0}\right)\sum_{n'l'}\sum_{nl}\sum_{\pm}\int_{-\pi/d}^{\pi/d}dk_z f_{nlk_z}\left(N_0+\frac{1}{2}\pm\frac{1}{2}\right)\frac{\sqrt{1-\frac{4}{\Delta^2}\theta_\pm^2}-\sin k_z d}{\sqrt{1-\frac{4}{\Delta^2}\theta_\pm^2}}\times$$

$$\times\int_0^\infty\int_0^\infty \frac{|I_{nn'}(q_x)|^2|I_{ll'}(q_y)|^2}{(q_x^2+q_y^2)+a_\pm^2}dq_x dq_y\ ,\ a_\pm^2=\frac{1}{d^2}\left(k_z d-\arccos\left(\frac{2}{\Delta}\Theta_\pm(k_z d)\right)\right)^2 \qquad (9)$$

$$\alpha_{n.pol}=\frac{D^2e^2\Delta d}{\pi c\rho\omega_0\Omega^3 L_x L_y \in^{1/2}}\sum_{n'l'}\sum_{nl}\sum_{\pm}\int_{-\pi/d}^{\pi/d}dk_z f_{nek_z}\left(N_0+\frac{1}{2}\pm\frac{1}{2}\right)\frac{\sqrt{1-\frac{4}{\Delta^2}\Theta_\pm^2}-\sin k_z d}{\sqrt{1-\frac{4}{\Delta^2}\Theta_\pm^2}}\times$$

$$\times\frac{1}{n'-n}\cdot\frac{1}{l'-l}\ ,\quad \Theta_\pm(k_z d)=(n'-n)\hbar\omega_x+(l'-l)\hbar\omega_y\pm\hbar\omega_0+\hbar\Omega+\frac{\Delta}{2}\cos k_z d \qquad (10)$$

$1-4\theta_i^2/\Delta^2$qiymətinin həqiqi və müsbət olduğunu nəzərə alsaq, udma əmsalının mümkün qiymətləri üçün enerji intervalını tapa bilərik.

(9) və (10) ifadələrindən görünür ki, düşən fotonun müəyyən tezliklərində piklər müşahidə olunur. Elektron-fonon səpilməsi üçün udma əmsalının rezonans halı

$$N\hbar\omega_x+P\hbar\omega_y\pm\hbar\omega_0=\hbar\Omega \qquad (11)$$

(11) ifadəsinin ödənildiyi tezliklərdə yaranır, burada $N = n' - n = 1,2,3,...$ və $P = l' - l = 1,2,3,...$.
(11) ifadəsindən görünür ki, $n(l)$ indeksi ilə müəyyən olunan altzonalardan elektronlar səpilmə nəticəsində n' (l') indeksli altzonalardan birinə keçə bilər. Bu zaman $\hbar\omega_0$ enerjili LO-fononların udulması halında elektronlar $\hbar\Omega$ enerjili fotonları udur və ya buraxır.

(11) ifadəsi udulmanın spektral xəttinin formasının təyin olunması üçün əsas ifadədir. Bu, yarımkeçiricilərdə rezonans effektləri analiz etməyə imkan verir. Qeyd edək ki, (9) ifadəsindəki altzonalar üzrə cəmləmə üç növə malikdir: (i) $n'\neq n, l'=l$, (ii) $n'=n, l'\neq l$ və (iii) $n'\neq n, l\neq l'$. Seçmə qaydasına əsasən elektronların polyar optik fononlarla səpilməsi zamanı üç keçid mümkündür: (1) yalnız x-istiqamətində ölçülü altzonalar arası keçid, (2) yalnız y-istiqamətində ölçülü altzonalar arası keçid, (3) həm x-istiqamətində, həm də y-istiqamətində ölçülü altzonalar arası keçid. (10) ifadəsindən görünür ki, elektronların qeyri-polyar optik fononlardan səpilməsi üçün yalnız bir keçid mümkündür: həm *x*-istiqamətində, həm də *y*-istiqamətində ölçülü altzonalar arası keçid.

Silindrik kvant məftildə kvazi bir ölçülü elektron qazı üçün şüalanma sahəsinin məftilin uzunluğu boyunca polyarlaşdığı halda yükdaşıyıcılar akustik fononlardan səpildikdə sərbəst yükdaşıyıcıların udulması nəzəriyyəsini araşdırmışıq [5].

Elektronlar *R* radiuslu silindrik kvant məftilin *L* uzunluğu boyunca sərbəst hərəkət edir və məftilin en kəsiyi boyunca onların hərəkəti məhdudlanır. Belə halda effektiv kütlə yaxınlaşması daxilində kvant məftildə elektronun dalğa funksiyası aşağıdakı kimi olacaq:

$$\Psi_{nlK}(r)=\frac{\exp(iKz)\exp(il\vartheta)}{(\pi R^2 L)^{1/2}}\cdot\frac{J_{nl}(k_{nl}\rho)}{J_{l+1}(k_{nl}R)}\ ,\quad l=0,1,2,3,....., n=1,2,3,..... \qquad (12)$$

burada r - (ρ,ϑ,z) -dir, ϑ - məftilin azimutal bucağıdır, K – silindrik məftilin oxu boyunca seçilmiş z oxu boyunca olan elektronun dalğa vektorudur, $J_l(x)$ - birinci dərəcəli Bessel funksiyasıdır.

Dalğa funksiyasından istifadə edərək elektron-foton qarşılıqlı təsir Hamiltonunun matris elementlərini aşağıdakı kimi yaza bilərik:

$$\langle n'l'K'|H_R|nlK\rangle=-\frac{e\hbar}{m^*}\left(\frac{2\pi\hbar n_0}{V\Omega\in}\right)^{1/2}(\varepsilon K)\delta_{KK'}\delta_{ll'}G_{nl,n'l'}(R) \qquad (13)$$

Elektron-fonon qarşılıqlı təsirinin matrisa elementləri səpilmə mexanizmindən asılı olduğundan akustik fonon üçün

$$\left\langle f\left|V_s\right|\alpha\right\rangle = C_{nl}\left(q_z\right)I_{n'l',n''l''}\left(q_{nl}\right)\delta_{K',K''+q_z} \quad (14)$$

Biz nanoməftildə eninə məhdudlanmış akustik fononlarla deformasiya olunmuş potensialın qarşılıqlı təsirinə baxırıq. Bu halda (13) ifadəsinə daxil olan $C_{nl}(q_z)$ -in ifadəsi aşağıdakı kimi verilir [6]:

$$\left|C_{nl,q_z}^{LA}\right|^2 = \frac{D^2\hbar\sqrt{k_{nl}^2R^2 + R^2q_z^2}}{2\pi RL\mu c_s J_{n+1}^2(k_{nl}R)} \quad (15)$$

burada c_s - səs tezliyi, μ - materialın sıxlığı, D isə zolağın deformasiya potensialıdır. (4)-(5) və (12)-(14) ifadələrindən istifadə edərək silindirik kvant məftildə sərbəst yükdaşıyıcıların akustik fononlardan səpilməsi ilə işığın udulma əmsalının məftilin radiusunun artdıqca azaldığı müəyyən edilmişdir.

Parabolik konfaynment potensiallı kvant məftildə elektronlar ilə elektromaqnit şüalanmasının udulmasına və fononlardan səpilməsinə eyni vaxtda baxılmışdır [7].

Fərz olunur ki, kvant məftildə elektron qazı x və z istiqamətində uyğun olaraq ω_x və ω_z tezlikli anizotrop parabolik potensialı ilə məhdudlanıb. Asimmetrik parabolik potensiallı kvant məftillərdə keçirici zonada elektronun məxsusi funksiyası $\Psi_{n,m,P_y}(r)$ və məxsusi enerjisi $E_{n,m}(p_y)$ aşağıdakı məlum düsturlarla veilir:

$$\Psi_{n,m,p_y}(r) = \frac{1}{\sqrt{2\pi\hbar}}\Psi_n(x)\Psi_m(z)\exp(ip_y y) \ , \quad (16)$$

$$E_{n,m}(p_y) = (n+\frac{1}{2})\hbar\omega_x + (m+\frac{1}{2})\hbar\omega_z + \frac{p_y^2}{2m}, \quad (17)$$

Burada n (= 0,1,2,...) və m (= 0,1,2,...) ilə elektron altzonaları səviyyələrinin indeksləri ifadə olunub, p_y-y istiqamətində elektronun impuls komponentidir (y oxu istiqaməti məftilin oxuna uyğundur), $\Psi_n(x)$ və $\Psi_m(z)$ - sadə harmonik ossilyatorun məxsusi funksiyalarıdır. Sistemin bütün başlanğıc ''i'' hallarına görə cəmləmə aparılır. W_i - mnP_y vəziyyətindən $m'n'P'_y$ vəziyyətinə keçid ehtimalı (5) ifadəsi ilə müəyyən olunur.

Dalğa funksiyasının (18) ifadəsindən istifadə etməklə elektron-foton qarşılıqlı təsirinin matris elementi aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$\left\langle n'l'K'\right|H_R\left|nlK\right\rangle = -\frac{e}{m^*}\left(\frac{2\pi\hbar n_0}{V\Omega\in}\right)^{1/2}\left(\varepsilon P_y\right)\delta_{P_yP_y}\delta_{mm'}\delta_{nn'}\,, \quad (18)$$

Şüalanma sahəsi y-istiqaməti boyunca polyarlaşmışdır.

$f_0\left(E_{nmP_y}\right)$ paylanma funksiyası baxılan halda belə normallaşma şərtinə tabe olur:

$$\frac{L_Y}{2\pi\hbar}\sum_{m=-\infty}^{\infty}\sum_{n=0}^{\infty}\int_{-\infty}^{\infty} f_0\left(E_{mnP_y}\right)dP_y = N \quad (19)$$

Burada N – vahid həcmdə elektronların sayıdır, L_y - y oxu boyunca məftilin uzunluğudur.

Elektron-fonon qarşılıqlı təsirinin matris elementləri aşağıdakı kimi ifadə oluna bilər:

$$\left\langle n''m''P_y''\right|V_s\left|nmP_y\right\rangle = D_q\sqrt{N_q + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}}\left\langle n''m''P_y''\right|e^{\pm iqr}\left|nmP_y\right\rangle \quad (20)$$

Deformasiya (DO-fononlar) və polyar optik (PO-fononlar) fononlar üçün elektron-fonon əlaqə sabiti aşağıdakı kimi verilir [8]:

$$\left|D_q\right|^2 = \frac{2\pi\hbar^2\alpha_l\omega_0}{m*}\begin{cases}\sqrt{2m^*\hbar\omega_0}\Big/q^2 - PO\\ 4\hbar^2\Big/\sqrt{2m^*\hbar\omega_0} - DO\end{cases} \quad (21)$$

Burada α_L- ölçüsüz əlaqə sabitidir.

$exp(\pm aP_x x/\hbar)\,\Phi(x) = \Phi(x \pm a)$ sürüşmə operatorundan istifadə edərək elektron-fonon qarşılıqlı təsirinin matris elementləri hesablanmışdır.

Udulma əmsal α üçün ifadələr (20) elektron-foton qarşılıqlı təsir matris elementlərindən və (19) elektron-fonon qarşılıqlı matris elementlərindən, istifadə etməklə qiymətləndirilir. Asimmetrik parabolik potensiallı kvant məftillərdə zonadaxili optik udulma əmsalının piklərinin yerinin məhdudlaşdırıcı potensialın xarakterik tezliyindən asılılığı $N\omega_x + P\omega_y \pm \omega_0 = \Omega$ müəyyən edilmişdir.

Uzununa maqnit sahəsinin təsiri altında kvant daralmasında işığın udulması tədqiq edilmişdir [9]. Müasir nanotexnologiya kvant məftillərdə onların qalınlığının fluktasiyası ilə əlaqəli olan təsadüfi sahənin mövcud olmasını istisna etmir. Qalınlığın qeyri-bircinsliyi mikrodaralmanın yaranmasına gətirib çıxarır. Nanostrukturların forma və ölçülərinin dəyişməsi spektral xassələrə əhəmiyyətli dərəcədə öz təsirini göstərir.

Mikrodaralmanın həndəsi formasının xüsusiyyətləri "kvant məftil-mikrodaralma" keçidində elektron spektrinin kardinal modifikasiyasında öz əksini tapır.

Kvant məftilin oxu boyunca tətbiq olunmuş H maqnit sahəsi, məlum olduğu kimi, lateral həndəsi konfaynmenti gücləndirir.

Uzununa maqnit sahəsində mikrodaralmada düz zonalararası işığın udulması tədqiq olunmuşdur. Mikrodaralma konfaynmentinin potensialı modeli kimi "yumşaq divar" potensialı götürülür:

$$V(x,y,z) = m^* (\omega_0^2 x^2 + \omega_0^2 y^2 - \omega_z^2 z^2) / 2 \quad (22)$$

burada z- mikrodaralma oxu istiqamətindəki koordinatdır; ω_z tezliyi mikrodaralmanın effektiv uzunluğu ilə müəyyən olunur $\omega_z = \sqrt{\hbar/(m * L_z^2)}$; ω_0 −ikiölçülü harmonik ossilyatorun xarakterik tezliyidir. Mikrodaralmanın oxu boyunca istiqamətlənən A bircins maqnit sahəsinin vektor potensialı simmetrik kalibrovkada seçilib $\vec{A} = (-yB/2, xB/2, 0)$.

Birelektronlu hal üçün H_H Hamiltonu aşağıdakı aşağıdakı məlum ifadə kimi yazmaq olar

$$H_H = H_{\rho,\varphi} + H_z \quad (23)$$

harada ki

$$\mathrm{H}_{\rho,\varphi} = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\left(\frac{1}{\rho}\frac{\partial}{\partial\rho}\left(\rho\frac{\partial}{\partial\rho}\right) + \frac{1}{\rho^2}\frac{\partial^2}{\partial\varphi^2} - \frac{i\hbar\omega_H}{2}\frac{\partial}{\partial\varphi} + \frac{m^*}{8}\Omega^2\rho^2\right),$$

$$\mathrm{H}_z = -\frac{\hbar^2}{2m^*}\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{m^*}{2}\omega_z^2 z^2$$

$\Omega = \sqrt{4\omega_0^2 + \omega_C^2}$- hibrid tezliyidir. ω_z tezliyi mikrodaralmanın effektiv uzunluğu ilə müəyyən olunur:

$$\omega_z = \sqrt{\hbar/(m * L_z^2)}$$

Hamiltonianın uyğun məxsusi funksiyası və məxsusi qiymətləri aşağıdakı məlum ifadə vasitəsilə verilir:

$$\mathrm{E}_{n,m,\lambda} = \frac{\hbar\omega_B m}{2} + \frac{\hbar\Omega}{2}(2n + |m| + 1) + \hbar\omega_z\lambda, \qquad (24)$$
$$\Psi_{n,m,\lambda}(\rho,\varphi,z) = \Psi_{n,m}(\rho,\varphi)\Psi_\lambda(z),$$

Burada $\Psi_{n,m}(\rho,\varphi)$ və $\Psi_\lambda(z)$ - uyğun olaraq $H_{\rho,\varphi}$ və H_z operatorlarının məxsusi funksiyalarıdır: burada $n = 0,1,2,...m$ - Landau səviyyələrinə uyğun olan kvant ədədləridir; $m = 0, \pm1, \pm2, \ldots$,- maqnit kvant ədədidir.

Mikrodaralmada düz zonalar arası işığın udulmasına baxırıq. Bu udulmanın əmsalını hesablamaq üçün A.L. Efros və A.L. Efrosun məlum düsturundan istifadə edilmişdir [10]:

$$\alpha = A\sum_{\nu,\nu'}\left|\int \psi_\nu^e \psi_{\nu'}^h dr\right|^2 \times \delta\left(\Delta - E_\nu^e - E_{\nu'}^h\right) \quad (25)$$

burada $\Delta = \hbar\Omega - E_g$ E_g - massiv yarımkeçiricilərin qadağan olunmuş zonasının eni, A - Blox funksiyasından götürülmüş matris elementinin kvadratına proporsional kəmiyyətdir; ν və ν' - elektron və ağır deşiklərə uyğun olan kvant ədədləridir. Burada δ vasitəsilə funksiya müvafiq keçidlər üçün enerjinin saxlanması qanununu ödəyir.

Düz zonalar arası işığın udulması əmsalını hesablayarkən Xille-Xardi düsturundan və Veber inteqralından istifadə olunub.

Mikrodaralmada işığın udulma əmsalının xarici maqnit sahəsinin intensivliyindən və mikrodaralma uzunluğundan asılılığı müəyyən olunmuşdur. "Mikrodaralma $\rightarrow$ kvant məftil" keçidinə baxılmışdır.

Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsiri nəzərə alınmaqla iki ölçülü elektron qazının xətti polyarlaşmasının zonadaxili udulması tədqiq olunmuşdur [11]. Məlumdur ki, yarımkeçirici strukturlarda heterokeçidlərdəki kimi nümunənin parametrləri sərhəddə sıçrayışla dəyişirsə, belə asimmetriya struktur asimmetriyası adlanir və SIA (Structure Inversion Asymmetry) kimi yazılır. Bu baximdan spin – orbital (SO) qarşılıqlı təsirində Raşba (E.İ.Raşba, 1960) Hamiltonu əlavə pay kimi iştirak edir və Oz oxu boyunca yönəlmiş ÑV(r)aşağıdakı kimi yazılır:

$$\hat{H}_R = \alpha(\hat{\sigma}_x\hat{p}_y - \hat{\sigma}_y\hat{p}_x)$$

Zeeman parçalanması və Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsiri nəzərə alınmaqla sabit bircins perpendikulyar maqnit sahəsində *(HIIOz)* ikiölçülü sistemdə elektronun kvant-mexaniki hərəkətini təsvir edən Hamilton operatoru aşağıdakı kimi yazılır:

$$H = \frac{P^2}{2m^*} + \frac{a}{\hbar}\left(\sigma_x P_y - \sigma_y P_x\right) + \frac{1}{2} g\mu_B B\sigma_z \tag{26}$$

P – impuls operatoru, σ – Pauli matrisi, μ_B - Bor maqnetonu, α - Raşba spin-orbital qarşılıqlı təsiri sabiti, g – Lande faktoru, $\hbar$ – Plank sabitidir. Maqnit sahəsinin vektor potensialı üçün Landau (kalibri) A=(0, H·x,0) götürülür. Məlumdur ki, bu halda, elektronun spektri cüt şəklində birləşmiş diskret səviyyələri təsvir edir:

$$E_n^{\pm} = \hbar\omega_c n \pm \frac{1}{2}\sqrt{\left(\hbar\omega_c + 2g\mu_B H\right)^2 + \frac{8\alpha^2}{l_H^2} n} \tag{27}$$

$$n = 1,2,3,\ldots E_0^{+} = \left(\hbar\omega_c / 2 + g\mu_B B\right),$$

Fotonların polyarizasiyası istiqamətini oX oxu boyunca götürsək, elektron-foton qarşılıqlı təsiri operatoru aşağıdakı kimi yazıla bilər:

$$H_R = -\frac{e}{m^* c}\left(P - \frac{eA}{c}\right)A_0 + \frac{ea}{c\hbar}\sigma_y A_0 \tag{28}$$

burada A_0 – fotonların həcmi konsentrasiyası ilə əlaqəli olan elektromaqnit dalğası amplitududur. Elektron-fonon qarşılıqlı təsirinin matris elementi aşağıdakı şəkil alır:

$$\left|\left\langle k_y' n' l' \middle| V_s \middle| k_y n l\right\rangle\right|^2 = C'^2_j \delta_{k_y', k_y \pm q_y} F_{nn'}^{\pm}\left(q_x q_y\right)\Lambda_{ll'}\left(q_z\right) \tag{29}$$

V_s – elektronun fononla qarşılıqlı təsirinin enerjisi operatoru, C_j – elektron və fonon arasındakı qarşılıqlı təsiri xarakterizə edən funksiyadır,

$$F_{nn'}^{\pm}\left(q_n\right) = \left| < \Psi_n(x,y) \middle| e^{i\left(q_x x + q_y y\right)} \middle| \Psi_{n'}(x,y) \right|^2 \tag{30}$$

burada $Au(q_z)$ məlum ifadəsi belədir:

$$A_{II}\left(q_z\right) = \left| \frac{2}{d}\int_0^d dz \exp\left(iq_z z\right)\sin\left(\frac{l'\pi z}{d}\right)\sin\left(\frac{l\pi z}{d}\right)\right|^2$$

$$\int_0^\infty A_{II'}\left(q_z\right)dq_z = \frac{2\pi}{d}\left(1 + \frac{1}{2}\delta_{II'}\right)$$

Elektron foton qarşılıqlı təsirin matrisa elementinin və elektron-fonon qarşılıqlı təsirinin matris elementinin ifadələrindən istifadə edərək kvant çuxurlarda Raşba spin orbital qarşılıqlı təsir nəzərə almaqla sərbəst yükdaşıyıcılarla işığın udulma əmsalı hesablanmışdır. Müəyyən olunmuşdur ki, kvant çuxurlarda Raşba spin orbital qarşılıqlı təsirı nəzərə aldıqda səpilmə sürəti artdığından sərbəst yükdaşıyıcılarla işığın udulma əmsalı artır.

---

[1] *G.B. Ibragimov, R.Z. Ibaeva*. Journal of Surface Investigation: X-ray, Synchrotron and Neutron Techniques. 2024, V.18, № 1, p. 116-120.

[2] *G.B. Ibragimov, R.Z. Ibaeva.* Radioelectronics. Nanosystems.Information Technologies. 2024, V. 16, № 2, p. 249-254.

[3] *Sang Chil Lee.* Journal of the Korean Physical Society, 2008, V. 52, № 4, p. 1081-1085.

[4] *H.B. İbrahimov.* Nanoölçülü sistemlərdə elektron prosesləri / -Bakı, 2012. -s.255

[5] *G.B. İbragimov, R.Z. İbaeva*. Journal of Non-Oxide Glasses, 2020, V. 12, № 4, p. 31-34.

[6] *X. Hong-Jing, Ch.Y. Chen, K. M. Ben.* Physical Review B, 2000. 61, 7, p.4827-4834.

[7] *G.B. Ibragimov, R.Z. Ibaeva, A.S. Alekperov, B.G. Ibragimov*. Advanced Physical Research, 2024, V.5, № 1, p. 56-62.

[8] *Ф.Г. Басс, И.Б. Левинсон*. Журнал Экспериментальной и Теоретической Физики, 1965, 49, с. 924.

[9] *R.Z. İbaeva, G.B. İbragimov*. Сборник материалов III международной научной конференции. 26-27 september 2024, p. 82-84.

[10] *A.L. Efros , A.L. Efros.* Semiconductors. 1982. 16, p.772–775.

[11] *G.B. İbragimov, R.Z. İbaeva.* Инженерный вестник Дона. 2020, 3, p. 2007-2015.