YARIMKEÇİRİCİ İFRATQƏFƏSLƏRDƏ MÜXTƏLİF SƏPİLMƏ MEXANİZMLƏRİ İLƏ İŞIĞIN SƏRBƏST YÜKDAŞIYICILARLA UDULMASI

H.B. İBRAHİMOV, R.Z. İBAYEVA
AMEA Fizika İnstitutu AZ 1143, Bakı, H.Cavid pr., 131
e-mail: guseyn_gb@mail.ru, raidaibayeva1@gmail.com

Maqnit sahəsi yarımkeçirici ifratqəfəsin səthinə perpendikulyar yönəldikdə ikinci tərtib həyəcanlaşma nəzəriyyəsi çərçivəsində polyar və qeyri-polyar fononlardan səpilmə halında sərbəst yükdaşıyıcılarla işığın udulma əmsalının həm maqnit sahəsinin intensivliyindən, həm də düşən işığın tezliyindən asılı olaraq ossilyasiya etdiyi və rezonans şərti müəyyən edilimişdir.

Açar sözlər: aşağıölçülü sistemlər, yarımkeçirici ifratqəfəs, polyar və qeyri polyar, sərbəst yükdaşıyıcılarla işığın udulması.
UOT: 535.343.2

İfratqəfəslərin kəşf olunması və təcrübi olaraq tətbiq olunması ilə əlaqədar olaraq bu sahədə köklü dəyişikliklər baş verdi. Ifratqəfəsin periodu atomlararası məsafəni on dəfələrlə aşır və bu zaman Blox ossilyasının tezliyi terahers tərtibində olur.

İfratqəfəslərdə elektronun enerji spektrinin müəyyən dərəcədə idarə olunması onlara maraq artıran səbəblərdəndir. Digər səbəblərdən biri də budur ki, onun elektron xüsusiyyətləri təcrübədə asanlıqla alınan ~10^3V/sm gərginlikli sahələrdə əhəmiyyətli dərəcədə qeyri-xəttilik göstərir və eyni zamanda ifratqəfəslərdə yeni effektlər yaranır. Bu effekləri adi yarımkeçiricilərdə müşahidə etmək üçün iki-üç dəfə böyük gərginlikli sahələr tələb olunur.

İfratqəfəsin oxuna perpendikulyar istiqamətdə elektronların hərəkətini demək olar ki, sərbəst hesab etmək olar və onu effektiv kütlə yaxınlaşması ilə təsvir etmək olar. Ifratqəfəslər qəfəslərinin periodları praktiki olaraq eyni olan kristallardan hazırlandığı üçün, yükdaşıyıcıların eninə hərəkətinin effektiv kütləsini ifratqəfəsin bütün həcmində eyni hesab etmək olar. Ifratqəfəsin periodu kristal qəfəsin periodundan iki tərtib böyük olduğu üçün, ifratqəfəsin oxu boyunca kvaziimpuls və enerjinin qiyməti xeyli kiçik olur. Enerji spektri zona xarakteri daşıyır, qadağan olunmuş və qadağan olunmamış zonaların bir-birini əvəzləməsini özündə əks etdirir. Minizonalar adlanan bu zonalar keçirici zonanın (elektronlar üçün) və valent zonanın (deşiklər üçün) parçalanmasının nəticəsidir. Bu parçalanma kristalda əlavə periodik potensialın mövcudluğundan yaranır. Ifratqəfəsin uzunluğu istiqamətində minizonaların eni elektronların bir çuxurdan digər çuxura tunel keçidi ehtimalı ilə müəyyən olunur və 0,1-0,01eV tərtibinə malikdir. Bu isə kristalın başlanğıc halının zonasının enindən xeyli kiçikdir.

Aşağıölçülü yarımkeçirici ifratstrukturların elektron hallarının öyrənilməsi və elektronun spektri vasitəsilə onların idarə olunması bu strukturların xarici maqnit sahəsində optik və elektrik xassələrinin nəzəri və təcrübi tədqiqatlarını aparmağa imkan yaradır. Belə tədqiqatlara xarici maqnit sahəsinin şüalanmanın udulmasına, yüksəktezlikli keçiriciliyə, statik keçiriciliyə, volt-amper xarakteristikasına və s. təsirinin öyrənilməsi aiddir. Ədəbiyyatdan məlumdur ki, yarımkeçirici ifratqəfəslərə tətbiq olunan xarici maqnit sahəsi onun elektron spektrini əhəmiyyətli dərəcədə dəyişə bilər. Yarımkeçirici ifratqəfəslərdə baş verən bir çox qeyri-xətti effektlər ifratqəfəslərin yükdaşıyıcılarının mürəkkəb dinamikası ilə əlaqəlidir.

Uzun müddətdir ki, müxtəlif nanostrukturlarda elektron-fonon qarşılıqlı təsiri nəzərə almaqla zonadaxili udulma tədqiq edilir. Bu işdə maqnit sahəsində yarımkeçirici ifratqəfəslərdə elektron-fonon qarşılıqlı təsirı nəzərə alınmaqla sərbəst yükdaşıyıcılarla işığın udulması tədqiq olunmuşdur.

Maqnit sahəsini ifratqəfəs oxu, yəni Oz oxy istiqamətində yönəltsək, onda Landau kalibrəsinə görə vektor potensial belə seçilə bilər $(A = -Hy, 0,0)$. z oxu boyunca d_{SL} periodlu, $U(z)$ potensial çuxurlu ifratqəfəslərdə elektronun enerji spektri və dalğa funksiyası aşağıdakı kimi ifadə oluna bilir:

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

$$\Psi_{nk_xk_z} = \frac{1}{\sqrt{L_y}} exp(ik_x x)\, \varphi_{nk_x}(y) \xi_{k_z}(z) \quad (2)$$

Burada $\boldsymbol{\omega_c = \frac{eH}{m^* c}}$, $\boldsymbol{y_0 = \frac{cP_x}{eH}}$, L_x, L_y, və L_z ifratqəfəs nümunəsinin ölçüləridir və $\xi_{k_z}(z)$ $-z$ istiqamətində Blox funksiyasını göstərir, m^* elektronun effektiv kütləsi, Δ - minizonanın eni, d – ifratqəfəsin enidir. Yarımkeçırici ifratqəfəs Oz oxy üzrə periodikdir.

Elektronun məxsusi funksiyası aşağıdakı şəkildə ifadə olunur:

$$\phi_{nk_x}(y) = \left(\frac{1}{2^n n! \sqrt{\pi} R}\right)^{1/2} \exp\left[-\frac{(y - y_0)^2}{2R^2}\right] H_n\left(\frac{y - y_0}{R}\right) \quad (3)$$

Burada H_n - Ermit polinomu, $R = \sqrt{\hbar/m^*\omega_c}$ - maqnit uzunluğudur.

Maqnit sahəsi ifratqəfəsin səthinə perpendikulyar yönəldikdə Landau kvantlanması baş verir və enerji diskret səviyyələrə ayrılır. Eyni zamanda z istiqamə-

131, H.Javid ave, AZ-1143, Baku
ANAS, Institute of Physics
E-mail: jophphysics@gmail.com

tində elektronlar və deşiklərin hərəkətinin nəticəsi olan minizonalar kəsilməz olaraq qalırlar.

Maqnit sahəsində yüksək tezlikli sahə ilə qarşılıqlı təsiri təsvir edən H_R Hamiltonu operatorunun matris elementlərini hesabladıqda, yüksək tezlikli sahə bircins hesab olunur. H_R matris elementi kvadratının ifadəsini aşağıdakı kimi yazmaq olar [3]:

$$|\langle nk_xk_z|H_R|n'k_x'k_z'\rangle|^2 = \left(\frac{2\pi\hbar n_0}{\in(\omega)\omega}\right)\left(e\frac{\Delta}{2}d\,sin(k_zd)/2\hbar\right)^2\delta_{nn'}\delta_{k_xk_x'}\delta_{k_zk_z'} \quad (4)$$

$\in$ - dielektrik sabiti, ω və c işıq dalğasının tezliyivə sürətidir.

Hesab edək ki, elektron fonon və elekton foton qarşılıqlı təsiri çox kiçikdir. $\omega\tau \ll 1$ (τ elektronun orta yaşama müddətidir) olduğundan həyəcanlaşma nəzəriyyəsindən istifadə edirik. İşığın baxılan polyarizasiyasında birincı tərtib həyəcanlaşma nəzəriyyəsi ilə işığın udulması baş vermədiyindən, ikinci tərtib həyəcanlaşma nəzəriyyəsindən istifadə edəcəyik.

Kvant mexaniki keçid ehtimalı ilə əlaqədar olaraq yükdaşıyıcıların fononlardan səpilməsi ilə eyni zamanda yükdaşıyıcılar ya foton udur, ya da özündən foton buraxır. Bu zaman sərbəst yükdaşıyıcılarla işığın udulma əmsalı belə hesablanır[2]:

$$\alpha = \frac{\in^{1/2}}{n_0c}\sum_i W_i f_i \quad (5)$$

Burada n_0 – şüalanma sahəsində fotonların sayı, f_i sərbəst yükdaşıyıcıların paylanma funksiyası, W_i – ədəbiyyatdan məlum olan aşağıdakı ifadə ilə müəyyən olunan keçid ehtimalıdır [1]:

$$W_i = \frac{2\pi}{\hbar}\sum_{fq}\left[\left|\langle f|M_+|i\rangle\right|^2\delta\left(E_f - E_i - \hbar\omega - \hbar\omega_q\right) + \left|\langle f|M_-|i\rangle\right|^2\delta\left(E_f - E_i - \hbar\omega + \hbar\omega_q\right)\right] \quad (6)$$

burada E_i və E_f –uyğun olaraq başlanğıc və son halda elektronların enerjisini 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.

Elektron-fonon qarşılıqlı təsirinin matrisa elementi aşağıdakı kimi ifadə olunur [1]:

$$\left\langle k_y'\ n'l\middle|V_s\middle|k_y nl\right\rangle = C_j'\delta_{k_xk_x'+q_x}\delta_{k_z,k_z'+q_z}J_{nn'}\left(q_xq_y\right) \quad (7)$$

Burada

$$J_{n',n}\left(q_xq_y\right) = \int_{-\infty}^{\infty}dx\exp\left(iq_yx\right)\Phi_{n'}\left(y - R^2k_x - R^2q_x\right)\Phi_n\left(y - R^2k_x\right) \quad (8)$$

$$\boldsymbol{C_j'^2 = C_j^2F_j(q)} \quad (9)$$

V_S – elektronun fononla qarşılıqlı təsirinin enerji operatorudur. C_j – elektronlar və fononlar arasındakı qarşılıqlı təsiri xarakterizə edən funksiyadır.

Elektronlar akustik fononlarla qarşılıqlı təsirdə olduqda

.

$$C_{DP}^2 = \frac{E_{ac}^2K_BT}{2\rho\upsilon_s^2\Omega_0}, \qquad F_{DP}(q) = 1 \quad (10)$$

burada E_{ac}-deformasiya potensialı sabiti, v_s - yarımkeçirici səsin sürətidir.

Ədəbiyyatdan məlumdur ki, C_j' verilmiş qarşılıqlı təsir potensialının q_z –dən asılılığını nəzərə almaya bilirik. Elektronların polyar-optik fononlarla qarşılıqlı təsiri üçün:

$$C_{POL}^2 = 2\pi e^2\hbar\omega_0\left\{\frac{1}{\varepsilon_\infty} - \frac{1}{\varepsilon_0}\right\},\ F_{POL} = \frac{N_0^\pm}{q^2}, \quad (11)$$

$$N_0 = \left[\exp\left(\frac{\hbar\omega_0}{K_BT}\right) - 1\right]^{-1}, \quad N_0^- = N_0,$$

$$N_0^+ = N_0 + 1 \quad (12)$$

Burada ε_∞ və ε_0– yarımkeçiricinin uyğun olaraq yüksəktezlikli və statik dielektrik sabitidir. Fononun enerjisi $\hbar\omega_q$=$\hbar\omega_0$≈ const götürülüb, $N_0^-(N_0^+)$ fononun məhv olmasını (yaranmasını) ifadə edir.

Elektronların qeyri polyar-optik fononlarla qarşılıqlı təsiri üçün

$$C_{np}^2 = \frac{\hbar D^2}{2\rho\omega_0 V} \quad , \qquad F_{np}(q) = N_0^{\pm} \tag{13}$$

burada D – qeyri-polyar optik deformasiya potensialı sabitidir.

Elektron-foton və elektron-fonon qarşılıqlı təsirinin matris elementlərindən istifadə edərək elektron, fonon və fotonlar arasındakı qarşılıqlı təsir üçün başlanğıc vəziyyətdən son vəziyyətə keçidin matris elementi üçün aşağıdakı ifadəni alarıq:

$$\langle f|M_{\pm}|i\rangle = C_j'\left(\frac{2\pi\hbar n_0}{\in(\omega)\omega}\right)^{1/2}\left(e\frac{\Delta}{2}d/2\hbar\right)\frac{(\sin k_z - \sin(k_z+q_z))J_{nn'}(q_x q_y)}{\hbar\omega} \tag{14}$$

Yarımkeçirici ifratqəfəslərdə elektronların sayını N_e hesab etsək paylanma funksiyası aşağıdakı şərtdən hesablanır:

$$\sum_{nk_xk_z} f_0\left(E_{nk_xk_z}\right) = N_e \tag{15}$$

Beləliklə, maqnit sahəsində cırlaşmamış yarımkeçirici ifratqəfəs üçün $f_0(E_n(k_z))$ elektronun paylanma funksiyasının ifadəsi belə ifadə olunur [3]:

$$f_0(E_n(k_z)) = \frac{4\pi\hbar n_e d\sinh(\hbar\omega_c/k_BT)}{m^*\omega_c I_0(\Delta/2k_BT)}e^{-\left(n+\frac{1}{2}\right)\frac{\hbar\omega_c}{k_BT}}e^{\frac{\Delta}{k_BT}\cos k_z d} \tag{16}$$

(6), (14) və (16) ifadələrini (5)-də nəzərə alsaq, maqnit sahəsində yarımkeçirici ifratqəfəslərdə elektron-fonon qarşılıqlı təsirı nəzərə almaqla zonadaxili optik udulma əmsalı üçün ifadələr alarıq:

$$\begin{aligned}\alpha &= \frac{\in^{1/2}}{n_0}\cdot\frac{2\pi}{\hbar}\sum_i\sum_{fq} f_i\left[\left|\langle f|M_+ i|\rangle\right|^2\delta\left(E_f - E_i - \Omega - \hbar\omega_q\right) + \left|\langle f|M_-|i\rangle\right|^2\delta\left(E_i - E_f - \hbar\Omega + \hbar\omega_q\right)\right] = \\ &= A\sum_{ifq\pm} f_i C_j'^{\,2}\left|J_{nn'}(q_x q_y)\right|^2\cdot\left|\sin k_z - \sin(k_z+q_z)\right|^2 \times \\ &\times\delta\left[(n'-n)\hbar\omega_c - \frac{\Delta}{2}\left(\cos(k_z+q_z)d - \cos k_z d\right) - \hbar\Omega \pm \hbar\omega_0\right]\end{aligned} \tag{17}$$

$$\delta\left[(n'-n)\hbar\omega_c - \frac{\Delta}{2}(\cos(k_z+q_z)\,d - \cos k_z\, d) - \hbar\Omega \pm \hbar\omega_0\right] = \delta\big(f(q_z)\big) \tag{18}$$

əvəz etsək

$$\delta[f(x)] = \sum_i \frac{1}{|f'(x_i)|}\delta(x - x_i) \tag{19}$$

Delta funksiya bərabərliyindən istifadə etsək $f(q_z) = 0$ şərtindən alarıq:

$$(n'-n)\hbar\omega_c + \frac{\Delta}{2}\cos k_z d \pm \hbar\omega_0 - \hbar\Omega = \frac{\Delta}{2}\cos(k_z+q_z)_d \tag{20}$$

$$(n'-n)\hbar\omega_c + \frac{\Delta}{2}\cos k_z d \pm \hbar\omega_0 - \hbar\Omega = \theta_{1\pm} \tag{21}$$

əvəzləməsi etsək

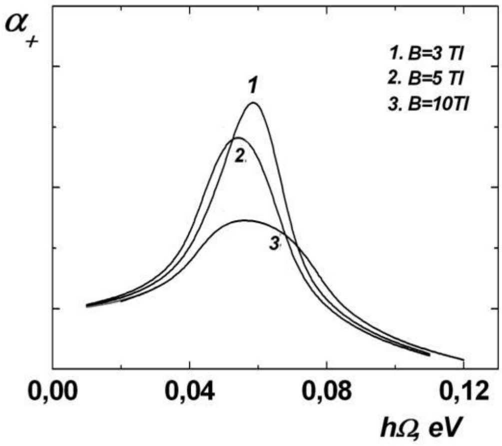
$$\alpha_{pol} = A\cdot\sum_{n'n}\sum_{\pm}\int_{-\pi/d}^{\pi/d} dk_z\, f_{nk_z}\left(N_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}\right)\frac{\left|\sqrt{1 - \frac{4}{\Delta}\theta_{1^\pm}^2} - \sin k_z d\right|^2}{\sqrt{1 - \frac{4}{\Delta^2}\theta_{1^\pm}^2}}\cdot\int_0^\infty\int_0^\infty \frac{\left|I_{nn'}(q_x q_y)\right|^2}{\left(q_x^2 + q_y^2\right) + a_{1^\pm}^2}dq_x dq_y \tag{22}$$

$$a_{1\pm} = \frac{1}{d}\left(k_z d\right) - \cos^{-1}\left(\frac{2}{\Delta}\theta_{1\pm}\left(k_z d\right)\right)^2 \tag{23}$$

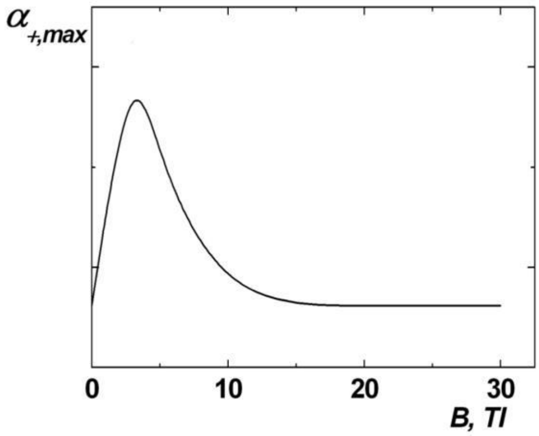
$$\alpha_{n\cdot pol} = B$$

$$\alpha_{npol} = B\cdot\sum_{n'n}\sum_{\pm}\int_{-\pi/d}^{\pi/d} f_{nk_z} f_{nk_z}\left(N_0 + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}\right)\frac{\left|\sqrt{1-\frac{4}{\Delta^2}\theta_{1\pm}^2}\sin k_z\right|^2}{\sqrt{1-\frac{4}{\Delta^2}\theta_{1^\pm}^2}}\cdot\int_0^\infty\int_0^\infty\left|I_{nn'}\left(q_x q_y\right)\right|^2 dq_x dq_y \tag{24}$$

Burada A və B uyğun olaraq $\frac{\frac{\Delta}{2}d\omega_0}{\Omega^3}$ və $\frac{\frac{\Delta}{2}d}{\omega_0\Omega^3}$ kəmiyyətləri ilə mütənasibdir.



Şəkil 1. α_+ -un xarici maqnit sahəsinin *B*= 3, 5, 10*Tl* qiymətlərində $h\Omega$ –dan asılılığı.



Şəkil 2. α_{+max}-ın Δ=0.0024eV qiymətində xarici maqnit sahəsindən (B) asılılığı.

Şəkil 1-də normallaşdırılmış qiymətlərdə hesablanmış α_+ -un xarici maqnit sahəsinin *B*= 3, 5, 10 *Tl* qiymətlərində $h\Omega$ -dan asılılığı və şəkil 2-də α_{+max}-un Δ=0.0024 eV qiymətində xarici maqnit sahəsindən (*B*) asılılığı verilmişdir. Şəkil 2-dən göründüyü kimi α_+ - un maksimal qiyməti xarici maqnit sahəsinin qiyməti artdıqca azalır. Xarici maqnit sahəsi α_{+max} -un qiymətinin dəyişməsinə, həm də onun alınma tezliyinə ($h\Omega$) təsir edərək böyük tezliklər tərəfə sürüşür.

Beləliklə, maqnit sahəsi yarımkeçirici ifratqəfəsin səthinə perpendikulyar yönəldikdə polyar və qeyri-polyar fononlardan səpilmə halında sərbəst yükdaşıyıcılarla işığın udulma əmsalının həm maqnit sahəsinin intensivliyindən, həm də düşən işığın tezliyindən asılı olaraq ossilyasiya etdiyi və rezonans şərtinin $N\omega_c = \Omega + \omega_0$ olduğu müəyyən edilimişdir.

[1] *H.B.İbrahimov*. Nanoölçülü yarımkeçirici sistemlərdə elektron prosesləri Bakı: 2012, 254 s.
[2] *G.B. Ibragimov,* Optical intersubband transitions in quantum wires with an applied magnetic field. Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics, 2004, V. 7, N 3. P. 283-286.
[3] *R.Z. İbayeva*. Yarımkeçirici ifratqəfəslərdə müxtəlif səpilmə mexanizmləri ilə işığın altzonadaxili udulması. AMEA Xəbərləri, 2019, volumeXXXIX, № 5, s. 135-140.

G.B. Ibragimov, R.Z. Ibaeva

LIGHT ABSORPTION BY FREE CHARGE CARRIERS WITH SCATTERING MECHANISMS IN SEMICONDUCTOR SUPERLATTICE

When the magnetic field is directed perpendicular to the surface of the semiconductor cage, scattering from polar and non-polar phonons shows that the absorption coefficient of light with free charge oscillates depending on both the intensity of the magnetic field and the frequency of the incident light, and resonans condition was obtained.

Г.Б. Ибрагимов, Р.З. Ибаева

ПОГЛОЩЕНИЕ СВЕТА СВОБОДНЫМИ НОСИТЕЛЯМИ ЗАРЯДА С МЕХАНИЗМАМИ РАССЕЯНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВОЙ СВЕРХРЕШЕТКЕ

Когда магнитное поле направлено перпендикулярно поверхности полупроводника, рассеяние на полярных и неполярных фононах показывает, что коэффициент поглощения света со свободным зарядом колеблется в зависимости как от напряженности магнитного поля, так и от частоты падающего света, и было получено условие резонанса.