

PACS: 73.21.Hb. 78.67.Lt

GAN ƏSASLI KVANT QUYUSUNDA
ELEKTRON RAMAN SƏPİLMƏSİ

T.H.İSMAYİLOV*, S.İ.ZEYNALOVA**

*Bakı Dövlət Universiteti, **AMEA Fizika İnstitutu
tariyel.i@gmail.com, sebine-zeynalova@mail.ru

GaAlN-GaN-GaAlN kvant heterostrukturunda ikizonalı Keyn modelində sonsuz dərin quyuy yaxınlaşmasında altzonallararası elektron Raman səpilməsinə (AERS) baxılmışdır. Səpilmənin diferensial effektiv kəsiyi (DEK) üçün düşən işığın tezliyindən və quyunun enindən asılı analitik ifadə alınmışdır. Rezonans və qeyri-rezonans halları araşdırılmışdır. Ədədi qiymətləndirmələr göstərir ki, baxılan Raman prosesi təcrübə olaraq ölçülə bilər.

Açar sözlər: geniş qadağan zolaqlı yarımkeçirici, ikizonalı Keyn modeli, kvant quyusu, elektron Raman səpilməsi.

1. Hazırda GaN, AlN yarımkeçirici kristalları və onların əsasında hazırlanan nanostruktururlar (kvant quyusu, kvant məftili, kvant nöqtəsi) müxtəlif tezlik oblastlarında işləyən cihaz və qurğuların yaradılması üçün perspektiv obyektlərdir. Geniş qadağan zolaqlı bu yarımkeçiricilərdə (qadağan zolağının eni $\varepsilon = 2,4 \text{ eV}$) GaAs-lə müqayisədə daha böyük elektron seli yaratmaq mümkündür. Belə ki, bunlarda istilikkeçirmə və dəşilmə gərginliyi daha böyük qiymətə malikdir. Bu isə o deməkdir ki, bu materialların əsasında daha böyük çıxış gücünə malik cihaz və qurğu hazırlamaq mümkündür [1-3].

Son illər yarımkeçirici əsaslı kvant strukturlarında optik effektlər təkcə fundamental tədqiqat obyekti olaraq qalmayıb, eyni zamanda, yeni-yeni tətbiq sahələri tapılmaqdadır. Praktiki tətbiqlərin çoxu yüksək keyfiyyətli aşağıölçülü kvant strukturlarının-kvant təbəqələrinin, kvant məftillərinin, kvant nöqtələrinin və kvant ifratqəfəslərinin alınma texnologiyalarının imkanları sayəsində reallaşır. Yüksəyiyyətlərinin hərəkətinin bir, iki və ya hər üç istiqamətdə məhdudlaşması nəticəsində bu sistemlərdə onların (yükdaşıyıcıların) enerji spektrində diskretlik yaranır. Bunun nəticəsində isə bütün kinetik, optik və maqnit xassələri keyfiyyətə dəyişir. Məsələn, optik spektrlərdə kəskin piklər müşahidə olunur. Belə sistemlər fotonların statistikası idarə oluna bilən qeyri-klasik şüalanma mənbəyi ola bilər. Bütün bu xassələr bu sistemləri kvant kriptografiyası sahələrində yeni cihaz və qurğuların yaradılması nöqtəyi-nəzərindən

maraqlı edir. Amma hazırda bu sahədə bir sıra problem mövcuddur. Belə ki, hərtərəfli tədqiq olunmuş və texnoloji cəhətdən mükəmməl olan üçüncü qrup metallarının arsenlə birləşmələri əsasında hazırlanan kvant məfilləri və kvant nöqtələri yalnız maye helium temperaturlarında effektiv şüalanma verə bilər. Daha yüksək temperaturlarda, o cümlədən otaq temperaturlarında, işləyə bilən cihaz və qurğuların yaradılması geniş qadağan zolaqlı A^2B^6 və A^3B^5 tipli yarımkəçiricilər əsasında mümkündür. Hələlik ən yaxşı nəticələr GaN/AlN kvant nöqtələri üçün alınmışdır. Eyni zamanda tək foton mənbəyi ola biləcəyi güman edilən InGaN/GaN kvant nöqtələri intensiv tədqiq olunur. Bu məqsədlə InGaN/AlN və InGaN/AlGaIn kvant nöqtələri də tədqiq olunmaqdadır. GaN və AlN əsasında hazırlanan GaAlN-GaN-GaAlN ikiqat kvant heterostrukturları (kvant quyusu) görünən və ultrabənövşəyi diapozonlarda işləyən lazerlərin yaradılması üçün çox münasib strukturlardır [3-6].

Bu işdə GaAlN-GaN-GaAlN kvant heterostrukturunda (kvant quyusu) altzonalararası elektron Raman səpilməsinə baxılmışdır.

2. Elektron Raman səpilməsi. Son 30 ildə aşağıölcülü yarımkəçirici strukturlar fizikası intensiv tədqiq olunan sahələrdən biridir [7-11]. Bu onunla bağlıdır ki, belə strukturlarda ölçüdən asılı olan, keyfiyyətə yeni fundamental effektlər meydana çıxır və onların araşdırılması yeni fiziki prinsiplərə əsaslanan daha kiçikölcülü, daha etibarlı və daha sürətli cihaz və qurğuların hazırlanmasına zəmin yaratmış olur. Belə aşağıölcülü yarımkəçirici əsaslı sistemlərin elektron xassələrinin tədqiqi sahəsində Raman səpilməsi metodu geniş tətbiq olunur. Bu metod ikiölcülü [7], eləcə də birölcülü [8] elektron strukturlarının öyrənilməsində xüsusi əhəmiyyət kəsb edir. Məhz Raman səpilməsi metodu ilə ilk dəfə olaraq iki ikiölcülü altzonaarası keçid zamanı bircəttərəfli həyəcanlaşmaların mövcudluğu göstərilmişdir. Optik udulma spektrlərində bunu tutmaq mümkün deyil, belə ki, depolyarizasiya və eksiton effektləri buna mane olur. Bundan əlavə, elektron Raman səpilməsi yarımkəçiricilər və onların əsasında hazırlanan aşağıölcülü sistemlərdə gərginlik (deformasiya) effektlərinin öyrənilməsində ən həssas metodlardan biridir.

3. Əsas düsturlar. Diferensial effektiv kəsiyin (DEK) ifadələri bir çox işlərdə verilmişdir. Biz Yafetin [11] işindəki ifadədən istifadə edəcəyik:

$$\frac{d^2 S}{d\Omega d\omega} = r_0^2 \frac{\omega_1}{\omega_0} \sum_{i,f} |A_{if}|^2 \hbar \delta(\hbar\omega - E_f + E_i) \quad (3.1)$$

Burada: Ω -cisim bucağı, $\omega = \omega_0 - \omega_1$ - tezlik sürüşməsi, ω_0 - düşən, ω_1 - işə səpələn işığın tezliyi, $r_0 = e^2 / m_0 c^2$ - elektronun klassik radiusu, m_0 - elektronun vakuumdakı kütləsi, i, f, r - başlanğıc, aralıq və son hallarını ifadə edir və

$$A_{\beta} = \frac{1}{m_0} \sum_r \left[\frac{(\vec{e}_1 \cdot \vec{p})_{fr} (\vec{e}_0 \vec{p})_{ri}}{\varepsilon_i + \hbar \omega_0 - \varepsilon_r} + \frac{(\vec{e}_0 \vec{p})_{fr} (\vec{e}_1 \cdot \vec{p})_{ri}}{\varepsilon_i - \hbar \omega_1 - \varepsilon_r} \right] \quad (3.2)$$

harada $\varepsilon_i, \varepsilon_f, \varepsilon_r$ - başlanğıc, aralıq və son halların enerjiləridir.

(3.1) və (3.2)-dən aydındır ki, DEK-nı hesablamaq üçün enerji spektri və dalğa funksiyaları məlum olmalıdır. Onları Şredinger tənliyinin həllindən tapacağıq:

$$\hat{H}\psi(\vec{r}) = \varepsilon\psi(\vec{r}) \quad (3.3)$$

$$H = \frac{\vec{p}^2}{2m_0} + V(\vec{r}) + \frac{\hbar}{4m_0^2 c^2} (\vec{\sigma} \times \nabla V) \vec{p} + U(z) \quad (3.4)$$

Burada \vec{p} – elektronun impulsu, $\vec{\sigma}$ – Pauli operatoru, $V(\vec{r})$ – periodik potensialı, $U(z)$ – kvant quyusunun potensialıdır (z oxu quyuyə müstəvisinə perpendikulyardır).

4. Spektr və dalğa funksiyaları. Şredinger tənliyinin ((3.3),(3.4)) həllindən sonsuz dərin quyuyə modelində enerji spektri və dalğa funksiyaları üçün aşağıdakı ifadələr alınır:

$$\psi_{j\uparrow}(\vec{r}, k_{\perp}, n_j) = \left(\frac{2 \varepsilon_j + \varepsilon_g}{sL 2\varepsilon_j + \varepsilon_g} \right)^{1/2} \left\{ \left[\frac{\varepsilon_j}{\sqrt{3} Pk} u_1 + \frac{\sqrt{3} k_x}{2 k} u_3 - \frac{1 k}{2 k} u_5 \right] \sin \alpha_j z - \frac{i \alpha_j}{k} u_4 \cos \alpha_j z \right\} e^{i \vec{k}_{\perp} \cdot \vec{r}} \quad (4.1)$$

$$\psi_{j\downarrow}(\vec{r}, k_{\perp}, n_j) = \hat{R} \psi_{j\uparrow}(\vec{r}, k_{\perp}, n_j) \quad j=c, \quad (4.2)$$

$\vec{k}_{\perp} = (k_x, k_y, 0)$, $\hat{R} = \hat{K} \hat{I}$, $\hat{K} = -i \sigma_y \hat{K}_{11}$ - zaman inversiyası operatoru, \hat{K}_{11} - kompleks qoşma operatoru, $\sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}$, \hat{I} - isə fəza inversiyası operatorudur

və $\alpha_j = \frac{\pi n_j}{L}$, ($n_j = 1, 2, 3, \dots$), L - quyunun enidir.

$$\varepsilon_j = -\frac{\varepsilon_g}{2} \pm \sqrt{\frac{\varepsilon_g^2}{4} + \frac{2}{3} P^2 (k_{\perp}^2 + \alpha_j^2)} \quad (4.3)$$

(+) işarəsi keçiricilik zonasına, (-) işarəsi isə yüngül dəşiklər zonasına aiddir.

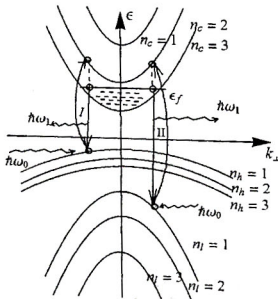
Baxdığımız ikizonalı Keyn modelində ağır dəşiklər yüngül zərrəciklərlə qarşılıqlı təsirdə olmadığı üçün bu zonanın dispersiyası parabolikdir.

$$\psi_{h\uparrow}(\vec{r}, \vec{k}_{\perp}, n) = \left(\frac{2}{sL} \right)^{1/2} \left\{ \left[\frac{\sqrt{3} k_x}{2 k} u_4 - \frac{1 k}{2 k} u_6 \right] \sin \alpha_n z + \frac{i \alpha_n}{k} \frac{k_{\perp}^2}{k_{\perp}^2} u_3 \cos \alpha_n z \right\} e^{i \vec{k}_{\perp} \cdot \vec{r}}$$

$$\psi_{h\downarrow}(\vec{r}, k_{\perp}, n_h) = \hat{R} \psi_{h\uparrow}(\vec{r}, k_{\perp}, n_h) \quad (4.4)$$

$$\varepsilon_h = -\varepsilon_g - \frac{\hbar^2}{2m_h} (k_{\perp}^2 + \alpha_h^2) \quad \alpha_h = \frac{\pi n_h}{L} \quad n_h = 1, 2, 3 \dots$$

5. Diferensial effektiv kəsik. Şəkil 1-də GaAlN-GaN-GaAlN kvant qusunun zona quruluşu və altzonalararası Raman səpilməsi göstərilmişdir. Sadəlik üçün biz hər zonada iki alt zonanın göstərilməsi ilə kifayətlənmişik. Altzonalararası proses belə baş verir: ω_0 tezlikli fotonu udaraq, yüngül dəşiklər zonasının hər hansı bir alt zonasındakı elektron keçiricilik zonasının boş alt zonalarından birinə keçir. İkinci aktda keçiricilik zonasının Fermi səviyyəsindəki dolu altzonadakı elektron ω_1 tezlikli foton şüalandıraraq, yüngül dəşiklər zonasındaki boş qalmış yerə keçir. Hesab edirik ki, bu iki mərhələli proses ani baş verir. Nəticədə keçiricilik zonasındaki birinci alt zonadan ikinci altzonaya keçid ilə bağlı Raman səpilməsi baş vermiş olur. Yəni sonda elektron birinci altzonadakı başlanğıc haldan ikinci altzonadakı son hala keçmiş olur. Burada yüngül dəşiklər zonasındaki alt zonalar aralıq halları kimi iştirak edir. Eyni səpilmə prosesi aralıq halı olaraq ağır dəşiklər zonasının iştirakı ilə də baş verə bilər (şəkil 1)



Şəkil 1. Altzonalararası Raman prosesləri: I-aralıq hallar ağır dəşiklər zonasındadır, II-aralıq hallar yüngül dəşiklər zonasındadır.

İşıq ikiözlü lay müstəvisinə perpendikulyar və ya paralel düşə bilər. Yəni buna uyğun olaraq bu halda dörd XX, XY, XZ, ZZ həndəsələri mümkündür. XX və XY həndəsələri ekvivalent olduğu üçün yalnız üç qeyri-ekvivalent həndəsə qalır.

Biz bu hallardan birinə, XX səpilməsi halına baxacağıq. Yəni işıq quyu üzərinə X oxu istiqamətində düşür və həmin ox istiqamətində də səpilir. Sadə-

lik üçün parabolik hala ($\varepsilon_g \rightarrow \infty$) baxırıq. Bu halda DEK üçün aşağıdakı ifadə alınır:

$$\frac{d^2 S'_{xx}}{d\Omega d\omega} = \frac{r_0^2 m_0^2 \varepsilon_g^2 \hbar \omega_1}{2^9 \pi m_c^2 \omega_0} \sum_{n_{c2}, n_{c1}} \frac{\varepsilon_g}{\varepsilon_0 (n_{c2}^2 - n_{c1}^2)} (f_1 + 5f_2) \cdot \Theta[\hbar\omega - \varepsilon_0 (n_{c2}^2 - n_{c1}^2)] \quad (5.1)$$

Harada
$$\varepsilon_{c1} = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_c} + \varepsilon_0 n_{c1}^2, \quad \varepsilon_{c2} = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_c} + \varepsilon_0 n_{c2}^2,$$

$$\varepsilon_l = -\varepsilon_g - \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_c} + \varepsilon_0 n_l^2, \quad \varepsilon_0 = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_c L^2},$$

$$f_1 = \frac{2\varepsilon_0}{\pi^2 L^2} \sum_{n_l} \frac{|A+B|^2}{\varepsilon_{c1} \varepsilon_{c2}} \Gamma_{n_{c2} n_l} \Gamma_{n_l n_{c1}} \quad (5.2)$$

$$f_2 = \left[\frac{A_2 + B_2}{\varepsilon_{c1}^{1/2}} \cdot \frac{k_{\perp}}{k_2} - \frac{A_1 + B_1}{\varepsilon_{c2}^{1/2}} \cdot \frac{k_{\perp}}{k_1} \right]^2 \cdot \frac{1}{L^2} \Gamma_{n_{c1} n_{c2}} \quad (5.3)$$

$$A = (\varepsilon_{c1} - \varepsilon_l + \hbar\omega_0)^{-1}, \quad B = (\varepsilon_{c1} - \varepsilon_l - \hbar\omega_1)^{-1},$$

$$A_1 = (2\varepsilon_{c1} + \varepsilon_g + \hbar\omega_0)^{-1}, \quad B_1 = (\varepsilon_{c1} + \varepsilon_g - \hbar\omega_1)^{-1},$$

$$A_2 = (\varepsilon_{c1} + \varepsilon_{c2} + \varepsilon_g + \hbar\omega_0)^{-1}, \quad B_2 = (\varepsilon_{c1} + \varepsilon_{c2} + \varepsilon_g - \hbar\omega_1)^{-1}, \quad (5.4)$$

$$\Gamma_{n_l n_j} = \left[1 - (-1)^{n_l - n_j} \right] \cdot \frac{2n_l n_j}{n_l^2 - n_j^2} \quad (5.5)$$

(5.1)-(5.5) ifadələrindən görünür ki, altzonalarası elektron Raman səpilməsinin (AERS) diferensial effektiv kəsiyinin (DEK) sıfırdan fərqli olması üçün $\hbar\omega = \varepsilon_0 (n_{c2}^2 - n_{c1}^2)$ olmalıdır. Bu isə o deməkdir ki, DEK-in $\hbar\omega$ -dan asılılığı ayrı-ayrı nöqtələr çoxluğundan ibarətdir.

AZERS həm rezonanslı ($\hbar\omega > \tilde{\varepsilon}_g$), həm də qeyri-rezonanslı ($\hbar\omega > \tilde{\varepsilon}_g$) ola bilər. Qeyri-rezonanslı halda kiçik tezliklərdə DEK $\hbar\omega = \tilde{\varepsilon}_f(n_{c12}, n_{c1})$ -dən başlayaraq artır və maksimum qiymətinə çatandan sonra azalaraq $\hbar\omega = \tilde{\varepsilon}_f(n_{c12}, n_{c1})$ qiymətində sıfır olur.

Rezonanslı halda AERS-də iki növ rezonans ola bilər. Bunlar və

$$\hbar\omega_{R1} = \frac{\hbar\omega_0}{2} + \frac{\varepsilon_0^2}{2\hbar\omega_0} (n_{c2}^2 - n_l^2) \pm \left[\left[\frac{\hbar\omega_0}{2} + \frac{\varepsilon_0^2}{2\hbar\omega_0} (n_{c2}^2 - n_l^2) \right]^2 - \varepsilon_0^2 (n_{c2}^2 - n_{c1}^2) \right]^{1/2} \quad (5.5)$$

$$\hbar\omega_{R2} = \frac{2\hbar\omega_0 + \varepsilon_g}{2} - \left[\left(\frac{2\hbar\omega_0 + \varepsilon_g}{2} \right) - \varepsilon_0^2 (n_{c2}^2 - n_{c1}^2) \right]^{1/2} \quad (5.6)$$

Биринчи резонанс (5.5) үңгүл деңгээл зонасында (l) keçiricilik zonasına (c_2) real keçidlərə uyğundur. Burada (-) işarəsi $n_l = n_{c1}$ və $\hbar\omega_R = \varepsilon_0(n_{c2}^2 - n_{c1}^2)/\hbar\omega_0$

Rezonans şərtinə, (+) işarəsi isə $n_l = n_{c2}$ və

$$\hbar\omega_R = \frac{\hbar\omega_0}{2} + \left[\left(\frac{\hbar\omega_0}{2} \right)^2 - \varepsilon_0(n_{c2}^2 - n_{c1}^2) \right]^{1/2} \text{ rezonans şərtinə uyğundur.}$$

İkinci rezonans (5.6) (h) \rightarrow (c_2) və (c_1) \rightarrow (h) real keçidlərdə baş verir. Bu prosesdə ağır deşiklər altzonaları aralıq hal olur.

Rezonans və qeyri-rezonans hallarında DEK-nı qiymətləndirsək alarıq ki, $\hbar\omega = 4eV$, $\varepsilon_g = 3.4 eV$, $L = 10nm$ olsa, onda $(d^2S/d\Omega d\omega)_{rez} \approx 10^{-24} s \cdot sr^{-1}$ və $(d^2S/d\Omega d\omega)_{QR} \approx 10^{-26} s \cdot sr^{-1}$ olar.

ƏDƏBİYYAT

1. Litvinov V. Wide Bandgap Semiconductor Spintronics. CRC Press. Taylor & Francis Group, 2016, 178 p.
2. Pokatilov E.P., Nika D.L., Balandin A.A. Superlattices and Microstructures, 33, 155(2003).
3. Dugdale D.J., Brand S., Abram R.A. Phys.Rev, B, v.61, N19(2000), pp. 12933-12938.
4. Синтез AlGaN/GaN-гетероструктур для ультрафиолетовых фотоприемников методом молекулярно-лучевой эпитаксии// Журнал технической физики, 2015, т.85, В.4.
5. Туркин А.Н. Нитрид галлия как один из перспективных материалов в современной оптоэлектронике. Компоненты и технологии, 2011, №5, с. 6–10.
6. Фёдоров Ю. Широкозонные гетероструктуры (Al,Ga,In)N и приборы на их основе для миллиметрового диапазона длин волн. Электроника НТБ, 2011, № 2, с. 92–107.
7. Daw-Wei Wang, Das Sarma S. Resonant Raman Scattering by Charge-Density and Single-Particle Excitations in Semiconductor Nanostructures: A Generalized Interband-Resonant Random-Phase-Approximation Theory. Phys.Rev, B, v.65, (2002) pp. 125322- 125333.
8. Wang D.-W., Millis A.J., Das Sarma S. Theory of Resonant Raman Scattering in One-Dimensional Electronic Systems Phys.Rev, B 70, 165101 (2004)
9. Munguía-Rodríguez M, Ri Betancourt-Riera, Re Betancourt-Riera, R Riera, and J M Nieto Jalil. Electron States and Electron Raman Scattering in Semiconductor double Cylindrical Quantum Well Wire. Chin. Phys. B, v. 25, No. 11 (2016) 117302
10. Fluegel B., Mialitsin A.V., Beaton D. A., Reno J. L. & Angelo Mascarenhas Electronic Raman Scattering as an ultra-Sensitive Probe of Strain Effects in Semiconductors. NATURE COMMUNICATIONS | 6:7136 | DOI: 10.1038/n (2015)
11. Yafet Y. Raman Scattering by Carriers in Landau Levels Phys. Rev. 152, 858 (1966)

РАМАН-РАССЕЯНИЕ В КВАНТОВОЙ ЯМЕ НА ОСНОВЕ GAN

Т.Г.ИСМАИЛОВ, С.И.ЗЕЙНАЛОВА

РЕЗЮМЕ

В двухзонной модели Кейна в приближении бесконечно-глубокой ямы рассмотрено электронное межзональное Раман-рассеяние. Получено аналитическое выражение для дифференциального эффективного сечения рассеяния в зависимости от частоты

рассеянного света и ширины ямы. Показано, что рассеяние может происходить как резонансно, так и нерезонансно. Численные оценки указывают на то, что рассматриваемый Раман-процесс можно измерить в эксперименте.

Ключевые слова: полупроводник с широкой запрещенной зоной, двухзонная модель Кейна, квантовая яма, электронное Раман-рассеяние.

RAMAN SCATTERING IN QUANTUM WELL BASED ON GAN

T.H.ISMAYILOV, S.I.ZEYNALOVA

SUMMARY

In the two-band Kane model, in the infinite-deep-well approximation, an electronic intersubband Raman scattering is considered. An analytical expression is obtained for the differential effective scattering cross section as a function of the frequency of the scattered light and the width of the well. It is shown that scattering can occur both resonantly and nonresonantly. Numerical estimates indicate that the Raman process under consideration can be measured in an experiment.

Key words: semiconductor with wide band-gap, two-band Kane model, quantum well, electron Raman scattering.

Redaksiyaya daxil oldu: 17.05.2018-ci il

Çapa imzalandı: 08.10.2018-ci il