

Ճիզիկա

УДК 13.3

Կ. Հ. ԴՈՒՐԻՆՅԱՆ

**X-ԲԵՎԵՌՈՒՑՎԱԾ ԼՈՒՅՍԻ ՄԻՋԵՆԹԱԳՈՏԻԱԿԱՆ ԿԼԱՆՈՒՄԸ
ԿՐԿՆԱԿԻ ԾՆՄԱՆ ՊՈՏԵՆՑԻԱԼ ԱՐԳԵԼՔՆԵՐՈՎ
ԲՎԱՆՏԱՅԻՆ ՓՈՍՈՒՄ**

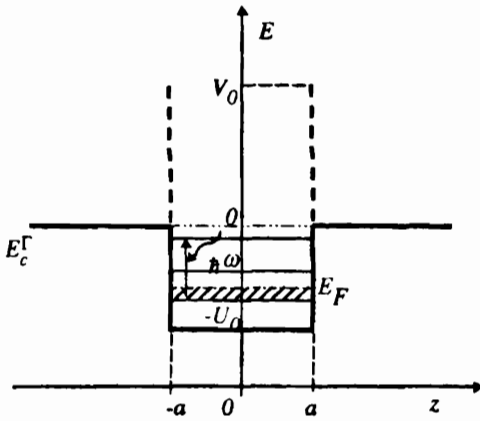
1. Ներածություն: Վերջին տասնամյակում մեծ ուշադրություն է դարձվում քվանտային փոսերով (ՔՓ) մասնակառուցվածքներին, քանի որ նրանցում ընթացող ֆիզիկական երևույթների հիման վրա հնարավոր է ստեղծել բազմաթիվ նոր կիսահաղորդչային սարքեր: Օրինակ, լույսի ինֆրակարմիր տիրույթում գործող ֆոտոընդունիչների աշխատանքի հիմքում ընկած է ՔՓ-ում լույսի ներգոտիական օպտիկական կլանման երևույթը, որը լավ ուսումնասիրված է սովորական ՔՓ-ի համար [1, 2]: Սովորաբար այդպիսի ՔՓ-ի պատրաստման համար օգտագործում են *h*-տիպի կիսահաղորդիչներ: Եթե ՔՓ-ի և արգելքների տիրույթում էլեկտրոնները ունեն հավասար է-ֆեկտիվ զանգվածներ, ապա հայտնի է [3], որ այդ դեպքում լույսի կլանման հետևանքով էլեկտրոնների միջնեթագոտիական անցումներ կարող է առաջացնել միայն այնպիսի լույսը, որը ունի ՔՓ-ի հարթությանը ուղղահայաց բևեռացում (*z*-բևեռացված լույս): Պարզ է, որ լույսի նորմալ անկման դեպքում, որը շատ հարմար է ֆոտոընդունիչների աշխատանքի համար, լույսի բևեռացումը *z* բաղադրիչ չունի և կլանումը բացակայում է: Պատկերն այլ է *h*-տիպի ՔՓ-ի համար: Այստեղ խոռոչների էֆեկտիվ զանգվածների անիզոտրոպության հետևանքով արդեն հնարավոր է մաս ՔՓ-ի հարթության մեջ բևեռացված լույսի ներգոտիական կլանումը (*x*-բևեռացված լույս): Բացի այս մեխանիզմներից կա *x*-բևեռացված լույսի կլանման ևս մի պատճառ: Շատ հաճախ է պատահում այն դեպքը, երբ ՔՓ-ի և արգելքների տիրույթում էլեկտրոնների է-ֆեկտիվ զանգվածները տարբեր են: Այդ պարագայում էլեկտրոնի միջնեթագոտիական անցումներ առաջանում են մաս *x*-բևեռացված լույսի ազդեցությամբ [4], որը համապատասխանում է ՔՓ-ի հարթության վրա լույսի նորմալ անկմանը:

Ժամանակակից տեխնոլոգիաները թույլ են տալիս աճեցնել բազմաշերտ, բարդ հետերոկառուցվածքներ, որոնց թվին է պատկանում այսպես կոչված ծնման պոտենցիալ արգելքներով քվանտային փոսը: Այն իրենից ներկայացնում է սովորական ՔՓ (օրինակ, $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$), որի տարբեր մասերում տեղադրված են ավելի մեծ արգելված գոտի ունեցող կիսահաղորդչի (օրինակ, $AlAs$) բարակ շերտեր: Այդ արգելքային շերտերի հաստությունը կարող է փոփոխվել սկսած մեկ մոնոշերտից մինչև տասնյակ մոնոշերտեր: Նման պոտենցիալ արգելքների առկայությունը համակարգում մտցնում է ազատության նոր աստիճան, որի օգնությամբ (փոփոխելով ներդրված պոտենցիալ արգելքի բարձրությունը և կամ լայնությունը) կարելի է կառավարել ՔՓ-ում լիցքակիրների էներգետիկական և օպտիկական կլանման սպեկտրները, լիցքակիրների թունելային անցման միջոցով ՔՓ-ից փախուստի հավանականությունը և այլն [5, 6]:

Այս աշխատանքում մենք կքննարկենք ՔՓ-ը շրջափակող ծնման պոտենցիալ

արգելքների ազդեցությունը x -բևեռացված լույսի միջնեքագոտիական կլանման երևույթի վրա:

2. Տեսական հաշվարկ: Կրկնակի ծմման պոտենցիալ արգելքներով Φ -ի սխեմատիկ կառուցվածքը պատկերված է նկ. 1-ում:



Նկ.1: $GaAs/AlAs/Al_xGa_{1-x}As$ Φ -ի սխեմատիկ պատկերը:

բաղադրիչը, $\vec{\rho} = (x, y)$ -ը՝ երկչափ շառավիղ վեկտորը, իսկ $\varphi(z, \vec{k}_\parallel)$ ֆունկցիան բավարարում է Շրեդինգերի էֆեկտիվ զանգվածների հավասարմանը [4, 7-9]

$$-\frac{\hbar^2}{2} \frac{d}{dz} \left(\frac{1}{m(z)} \frac{d\varphi}{dz} \right) + \left[E_c(z) + \frac{\hbar^2 \vec{k}_\parallel^2}{2m(z)} \right] \varphi = E \varphi: \quad (2)$$

$m(z)$ -ը տարածական z կոորդինատից կախված էլեկտրոնի էֆեկտիվ զանգվածն է, $E_c(z)$ -ը պատկերում է հաղորդականության գոտու Γ եզրը: Նկատենք, որ ընդհանուր դեպքում, երբ հաշվի ենք առնում էներգետիկ գոտիների ոչ պարաբոլականությունը, $m(z)$ -ը կախված է լինում նաև էլեկտրոնի էներգիայից [10]: Սակայն $n-GaAs/GaAlAs$ Φ -ի դեպքում էլեկտրոնի կապված վիճակների վրա էներգետիկ գոտիների ոչ պարաբոլականության ազդեցությունը փոքր է [7, 11], որի պատճառով այն կանոնենք՝ մեր ուշադրությունը բևեռելով հիմնական ֆիզիկական երևույթների վրա: $m(z)$ -ը և $E_c(z)$ -ը որոշվում են հետևյալ բանաձևով.

$$m(z), E_c(z) = \begin{cases} m_w, -U_0, & |z| < a, \\ m_b, & 0, & |z| > a, \\ m_c, V_0, & z = \pm a, \end{cases} \quad (3)$$

$$V_0 = \frac{\hbar^2}{2m_c} C \delta(z \pm a), \quad (4)$$

որտեղ C -ն ծմման պոտենցիալ արգելքը բնութագրող մեծությունն է և կոչվում է ծմման պոտենցիալ արգելքի հզորություն: (2) հավասարումից պարզ երևում է, որ

$$k_\parallel^2 = k_{\parallel \max}^2 = \frac{2U_0}{\hbar^2} \left(\frac{1}{m_w} - \frac{1}{m_b} \right)^{-1} \text{ արժեքի դեպքում իրականանում է } E_c(z) + \frac{\hbar^2 \vec{k}_\parallel^2}{2m(z)} =$$

$= \text{const}$ պայմանը: Այդ դեպքում Φ -ը վերանում է: $k_\parallel$ -ի հետագա մեծացման

դեպքում Φ -ը դառնում է քվանտային արգելք: Հետևաբար դիտարկվող խնդրում $k_{\parallel}$ -ը իմաստ ունի փոփոխել 0 -ից մինչև $k_{\parallel \max}$ արժեքը:

Նշված քվանտային համակարգում կապված վիճակների ալիքային ֆունկցիաները որոշվում են (2) հավասարումից

$$\varphi(z) = A_+ \begin{cases} \cos k_w a e^{k_b(a+z)}, & -\infty < z < -a, \\ \cos k_w z, & -a < z < a, \\ \cos k_w a e^{k_b(a-z)}, & a < z < \infty \end{cases} \quad (5)$$

զույգ վիճակների համար,

$$\varphi(z) = A_- \begin{cases} -\sin k_w a e^{k_b(a+z)}, & -\infty < z < -a, \\ \sin k_w z, & -a < z < a, \\ \sin k_w a e^{k_b(a-z)}, & a < z < \infty \end{cases} \quad (6)$$

կենտ վիճակների համար:

A_+ և A_- գործակիցները որոշվում են նորմավորման պայմանից և հավասար են

$$\begin{cases} A_+ = \frac{1}{\sqrt{a + \lambda_{0+}}}, & \lambda_{0+} = \frac{\cos^2 k_w a}{k_b} + \frac{\sin 2k_w a}{2k_w}, \\ A_- = \frac{1}{\sqrt{a + \lambda_{0-}}}, & \lambda_{0-} = \frac{\sin^2 k_w a}{k_b} - \frac{\sin 2k_w a}{2k_w}, \end{cases} \quad (7)$$

իսկ

$$k_b = \sqrt{\frac{2m_b}{\hbar^2} E + k_{\parallel}^2}, \quad k_w = \sqrt{\frac{2m_w}{\hbar^2} (U_0 - E) - k_{\parallel}^2}, \quad (8)$$

որտեղ E -ն էլեկտրոնի լրիվ էներգիայի բացարձակ արժեքն է: $z = \pm a$ կետերում (5) և (6) ալիքային ֆունկցիաների և նրանց ածանցյալների անընդհատության պայմաններից որոշվում են զույգ և կենտ կապված վիճակների էներգետիկական սպեկտրները.

$$\begin{aligned} k_w \operatorname{tg} k_w a &= \beta^2 k_b + \theta^2 C, \text{ զույգ վիճակների համար,} \\ -k_w \operatorname{ctg} k_w a &= \beta^2 k_b + \theta^2 C, \text{ կենտ վիճակների համար,} \end{aligned} \quad (9)$$

որտեղ

$$\beta^2 = \frac{m_w}{m_b}, \quad \theta^2 = \frac{m_w}{m_C}: \quad (10)$$

Էներգետիկ գոտիների բազմագոտի մոդելի մոտավորության դեպքում էլեկտրոն-ֆոտոն փոխազդեցության օպերատորը դիպոլային մոտավորությամբ ներկայացվում է հետևյալ բանաձևով [4].

$$\hat{H}_{\text{int}} = \frac{eA_0}{2m_0} \vec{a} \left(\frac{m_0}{m(z)} \hat{p} + \hat{p} \frac{m_0}{m(z)} \right), \quad (11)$$

$$A_0 = \sqrt{\frac{2\hbar n_\nu}{V\omega\epsilon\epsilon_0}}: \quad (12)$$

Այստեղ V -ն մուշի ծավալն է, n_ν -ն՝ ֆոտոնների թիվը այդ ծավալում, ω -ն՝ նրանց հաճախությունը, $\vec{a}$ -ն՝ միավոր վեկտորը ընկնող լույսի բևեռացման ուղղությամբ, m_0 -

և՛ ազատ էլեկտրոնի զանգվածը, իսկ $\hat{p}$ -ն իմպուլսի օպերատորն է:

Քվանտային համակարգում երկու վիճակների միջև միավոր ժամանակում անցումների հավանականությունը որոշվում է Ֆերմիի ոսկե կանոնով.

$$R_{i \rightarrow f} = \frac{2\pi}{\hbar} |M_{if}|^2 \delta(E_f - E_i - \hbar\omega): \quad (13)$$

Այստեղ M_{if} -ն սկզբնական և վերջնական վիճակների միջև անցումների մատրիցական տարրն է.

$$M_{if} = \int_V \Phi_f^* \hat{H}_{int} \Phi_i d\vec{r} = \frac{eA_0}{2m_0} \bar{a} \int_V \Phi_f^* \left(\frac{m_0}{m(z)} \hat{p} + \hat{p} \frac{m_0}{m(z)} \right) \Phi_i d\vec{r} = \frac{eA_0}{2m_0} \bar{a} \bar{P}_{if}: \quad (14)$$

Վերջին արտահայտության մեջ մտնող Φ_i և Φ_f մեծությունները համապատասխանաբար էլեկտրոնների սկզբնական և վերջնական վիճակները բնութագրող ալիքային ֆունկցիաների պարուրիչներն են, որոնք որոշվում են (1), (5) և (6) բանաձևերով:

Երկու վիճակների միջև անցումների ինտենսիվությունը բնութագրվում է օսցիլյատորի ուժով: Այն կարելի է սահմանել հետևյալ կերպ [4].

$$F_{ifx(z)} = \frac{2|\bar{P}_{ifx(z)}|^2}{m_0 \hbar \omega}, \quad (15)$$

որտեղ $\bar{P}_{if}$ -ը իմպուլսի մատրիցական տարրն է, իսկ $x(z)$ ինդեքսները համապատասխանում են ընկնող լույսի տարբեր բևեռացումներին:

Նկատի ունենալով ալիքային ֆունկցիայի (1), (5) և (6) արտահայտությունները՝ հեշտությամբ կարելի է ստանալ, որ x -բևեռացված լույսի ազդեցության տակ առաջին կապված զույգ վիճակից առաջին կապված կենտ վիճակին անցումների մատրիցական տարրը հավասար է զրոյի: Դա նշանակում է, որ մնան անցումները թույլատրելի չեն: Երբ որպես վերջնական վիճակ ընտրում ենք երկրորդ կապված զույգ վիճակը, անցումներն արդեն արգելված չեն և x -բևեռացված լույսի ազդեցության տակ այդպիսի վիճակների միջև անցումների մատրիցական տարրը հավասար է

$$M_{ifx} = 2\hbar k_x \frac{eA_0}{m_b} \frac{1}{\sqrt{a + \lambda_{0i+}}} \frac{1}{\sqrt{a + \lambda_{0f+}}} \frac{1 - \beta^{-2}}{k_{fb} + k_{ib}} \times \\ \times \frac{k_{iw}}{\sqrt{k_{iw}^2 + (\beta^2 k_{ib} + \theta^2 C)^2}} \frac{k_{fw}}{\sqrt{k_{fw}^2 + (\beta^2 k_{fb} + \theta^2 C)^2}}: \quad (16)$$

Այս դեպքում օսցիլյատորի ուժի (15) արտահայտությունը ընդունում է հետևյալ տեսքը.

$$F_{ifx} = \frac{8m_0 |M_{ifx}|^2}{(eA_0)^2 \hbar \omega}: \quad (17)$$

Ֆոտոնների օպտիկական կլանման քվանտային էֆեկտիվությունը սահմանվում է որպես մմուշի ամբողջ ծավալում միավոր ժամանակում անցումների թվի և այդ ծավալում ֆոտոնների լրիվ թվի հարաբերություն: Որոշ մաթեմատիկական ձևափոխություններից հետո այն ընդունում է հետևյալ տեսքը.

$$w = \frac{1}{2\pi} \int \frac{R_{i \rightarrow f}}{cn_v} n_r V [f(E_i) - f(E_f)] k_i dk_i, \quad (18)$$

որտեղ n_r -ը միջավայրի բեկման ցուցիչն է, իսկ $f(E)$ -ն Ֆերմի-Դիրակի բաշխման

Ֆունկցիան է: Ցածր ջերմաստիճանների տիրույթում մենք կարող ենք համարել, որ սկզբնական վիճակը լիովին զբաղեցված է էլեկտրոններով, իսկ վերջնական վիճակը ազատ է: Այդ դեպքում, օգտվելով (13) և (16) արտահայտություններից, ֆոտոնների օպտիկական կլանման քվանտային էֆեկտիվության համար ստանում ենք

$$w = \hbar \frac{n_r V}{c n_v} \left\{ \left(\frac{e A_0}{m_b} \right)^2 k_{\parallel}^3 \frac{1}{a + \lambda_{0i+}} \frac{1}{a + \lambda_{0f+}} \frac{(1 - \beta^{-2})^2}{(k_{ib} + k_{fb})^2} \frac{k_{iw}^2}{k_{iw}^2 + (\beta^2 k_{ib} + \theta^2 C)^2} \times \right. \\ \left. \times \frac{k_{fw}^2}{k_{fw}^2 + (\beta^2 k_{fb} + \theta^2 C)^2} \left[\frac{d(E_i - E_f)}{dk_{\parallel}} \right]^{-1} \right\}_{k_{\parallel}=k_{R1}}, \quad (19)$$

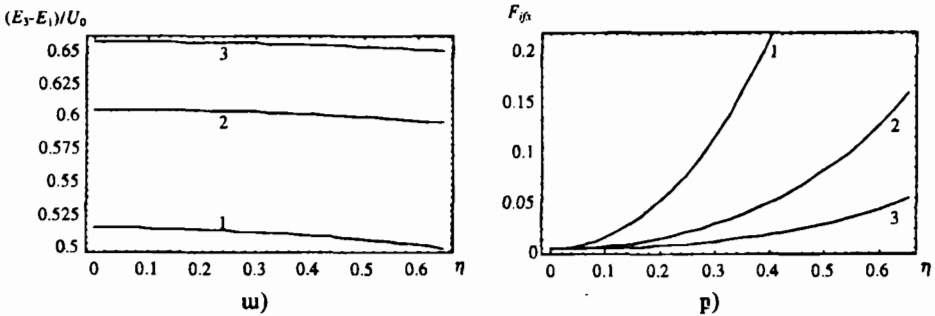
որտեղ k_{R1} -ն հանդիսանում է

$$E_i(k_{\parallel}) - E_f(k_{\parallel}) - \hbar\omega = 0 \quad (20)$$

հավասարման լուծումը:

3. Ստացված արդյունքների քննարկումը: Հաշվարկները կատարենք $GaAs / AlAs / Al_xGa_{1-x}As$ կառուցվածքով քվանտային փոսի համար, որն ունի հետևյալ պարամետրերը՝ $a = 75 \text{ \AA}$, $U_0 = 250 \text{ meV}$, $m_w = 0.067 m_0$, $m_b = 0.092 m_0$, $m_c = 0.15 m_0$: Պարամետրերի նման ընտրության դեպքում Φ -ում գոյություն ունեն երեք կապված վիճակներ: Նկ. 2-ում պատկերված են առաջին և երրորդ էներգետիկական մակարդակների միջև տարբերությունը և օսցիլյատորի ուժը

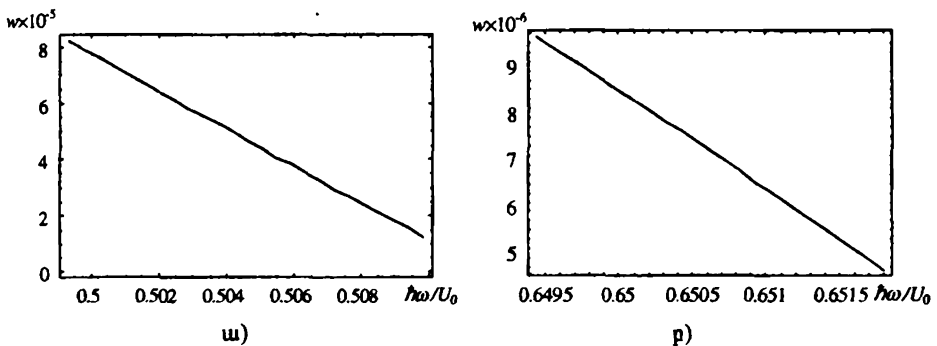
կախված $\eta = \lambda k_{\parallel}$ -ից, որտեղ $\lambda = \frac{\hbar}{\sqrt{2m_w U_0}}$:



Նկ. 2: ա) էներգետիկ մակարդակների տարբերության և բ) օսցիլյատորի ուժի կախվածությունները η -ից C -ի տարբեր արժեքների համար. 1. $\lambda C = 0$, 2. $\lambda C = 0.1$, 3. $\lambda C = 0.2$:

Քանի որ փոսի և արգելքների տիրույթում էլեկտրոնի էֆեկտիվ զանգվածները տարբեր են, ապա էֆեկտիվ պոտենցիալ էներգիան փոփոխվում է $\bar{k}_{\parallel}$ ալիքային վեկտորի փոփոխության հետ: Այն իր հերթին հանգեցնում է Φ -ում յուրաքանչյուր էներգետիկական ենթագոտու փոփոխությանը: Քանի որ էլեկտրոնի էներգիայի կախվածությունը $\bar{k}_{\parallel}$ -ից կրում է ոչ պարաբոլական բնույթ, ապա պարզ է, որ $\bar{k}_{\parallel}$ -ի տարբեր արժեքների դեպքում երկու էներգետիկ մակարդակների միջև տարբերությունը հաստատուն չէ (նկ. 2, ա): Այդ հանգամանքը հանգեցնում է նաև մակարդակների միջև անցումների օսցիլյատորի ուժի փոփոխությանը՝ կախված $\bar{k}_{\parallel}$ -ից (նկ. 2, բ):

Նկ. 3-ում պատկերված է ֆոտոնների օպտիկական կլանման քվանտային էֆեկտիվությունը կախված ընկնող լույսի հաճախությունից ծնման պոտենցիալ արգելքների C հզորության տարբեր արժեքների դեպքում: Այս գրաֆիկներից երևում է, որ C -ի մեծացման գույքնքաց ֆոտոնների օպտիկական կլանման քվանտային էֆեկտիվությունը փոքրանում է: Ֆիզիկական տեսակետից այդ արդյունքը հասկանալի է:



Նկ. 3: Ֆոտոնների օպտիկական կլանման քվանտային էֆեկտիվության կախվածությունը նրանց հաճախությունից C -ի տարբեր արժեքների համար. ա) $\lambda C = 0$, բ) $\lambda C = 0.2$:

C հզորության մեծացման հետևանքով էլեկտրոնի ալիքային ֆունկցիան ավելի քիչ է թափանցում արգելքային տիրույթներ: Վերջինիս պատճառով էլեկտրոնի էֆեկտիվ զանգվածի տարածական փոփոխության ազդեցության էֆեկտը փոքրանում է, որն էլ հանգեցնում է ֆոտոնների օպտիկական կլանման քվանտային էֆեկտիվության փոքրացմանը: Օգտվելով $\alpha = w/2a$ կլանման գործակցի սահմանումից՝ նկատում ենք, որ այս դեպքում կլանման գործակիցը միջինում շատ փոքր է z -բևեռացված լույսի ազդեցությամբ կապված վիճակից քվադրկապված վիճակների անցման կլանման գործակցից [12]: Կլանման սպեկտրի լայնությունը նույնպես փոքր է, քանի որ մենք գործ ունենք կապված վիճակների միջև օպտիկական անցումների հետ:

Հեղինակը շնորհակալություն է հայտնում պրոֆեսոր Ս. Պետրոսյանին քննարկումների համար:

Աշխատանքը կատարվել է ՀՀ կրթության և գիտության նախարարության կողմից ֆինանսավորվող 2000-41 գիտական թեմայի շրջանակներում:

Կիսահաղորդիչների և դիէլեկտրիկների
ֆիզիկայի ամբիոն

Ստացվել է 07.03. 2001

ԳՐԱԿԱՆՈՒԹՅՈՒՆ

1. Levine B. F. – J. Appl. Phys., 1993, v. 74, p. R1.
2. Osipov V. V. – Serzhenko F. L. and Shadrin V. D. – Sov. Phys. Semicond. 1989, v. 23, No. 5, p. 509.
3. Liu H. C., Capasso F. Intersubband Transition in Quantum Wells: In Sem. and Semimet., New York, Academic Press, 1999, v. 62, p. 99.
4. Yang R. Q. – Phys. Rev. 1997, v. B52, p. 11958.
5. Schneider H., Koidl P., Fuchs F., Dischler B., Schwarz K. and Ralston J. – Semicond. Sci. Technol., 1991, v. 6, p. C120.
6. Schneider H., Fuchs F., Dischler B., Ralston J. and Koidl P. – Appl. Phys. Lett. 1991, v. 58, p. 2234.
7. Bastard G. Wave mechanics applied to semiconductor heterostructures, Les Ulis Cedex, Edition de Physique, 1989.
8. De Andrada e Silva E., La Rocca G. C. and Bassani F. – Phys. Rev., 1997, v. B55, p. 16293.
9. Ikončić Z., Milanović V., Tjapkin D., and Pajević S. – Phys. Rev., 1988, v. B37, p. 3097.
10. La Rocca G.C. and Cardona M. – Phys. Status Solidi (b), 1991, v. 167, p. 115.

11. Bohm D. – Quantum Theory, New York, Prentice-Hall, 1951, p. 257.
12. Durinyan K., Petrosyan S. – Superlat. and Microstr., 1999, v. 26, No. 4, p. 263.

К. Г. ДУРИНЯН

ВНУТРИПОДЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ x -ПОЛЯРИЗОВАННОГО
СВЕТА В КВАНТОВОЙ ЯМЕ С ДВОЙНЫМИ
 δ -ОБРАЗНЫМИ БАРЬЕРАМИ

Резюме

В работе рассмотрено явление межподзонного поглощения x -поляризованного света в квантовой яме, окруженной δ -образными барьерами, обусловленного координатной зависимостью эффективной массы. Получены аналитические выражения для сил осцилляторов электронных переходов под влиянием x -поляризованного света и квантовой эффективности оптического поглощения фотонов. Показано, что увеличение мощности окружающих δ -образных барьеров приводит к уменьшению поглощения.

K. H. DURINYAN

INTERSUBBAND ABSORPTION OF x -POLARIZED LIGHT
IN QUANTUM WELL WITH DOUBLE δ -LIKE BARRIERS

Summary

The phenomenon of intersubband absorption of x -polarized light in quantum well with double δ -like barriers, caused by the electron effective mass coordinate dependence is considered. Analytical expressions for the oscillator strength for intersubband transitions and quantum efficiency of the optical absorption of photons under the influence of x -polarized light are obtained. It is shown that the absorption decreases with the increase of the opacity of surrounding δ -like barriers.