



UDK: 538.955; 621.3.082.782

Muzaffar DADAMIRZAYEV,
Namangan muhandislik-texnologiya instituti tayanch doktoranti
Ulug‘bek ERKABOYEV,
Namangan muhandislik-texnologiya instituti professori, f.-m.f.d
Rustamjon RAHIMOV,
Namangan muhandislik-texnologiya instituti, PhD
Qudratali TEMIROV,
Namangan muhandislik-texnologiya instituti o‘qituvchisi
E-mail: muzaffardadamir81@gmail.com

NamMTI professori, f.-m.f.d. R.Ikramov taqrizi asosida

TOR ZONALI KVANT O‘RANING LANDAU SATHLARIGA MAGNIT MAYDON TA‘SIRI

Annotasiya

Ushbu maqolada Landau sathlar uchun $InAs/AlSb$ kvant o‘raning vakentlik zonasi shipidagi yengil kovaklar va o‘tkazuvchanlik zona tubidagi elektronlar energiyasini magnit maydonga bog‘liqligini matematik model ishlab chiqilgan.

Kalit so‘zlar: Tor zona, kvant o‘ra, geterostruktura, magnit maydon, yengil kovak, taqiqlangan zona, effektiv massa.

ВЛИЯНИЕ МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА УРОВНИ ЛАНДАУ УЗКОЗОННОЙ КВАНТОВОЙ ЯМИ

Аннотация

В этой статье разработана математическая модель зависимости энергии электронов от магнитного поля на дне зоны пропускания и легких полостей на потолке квантовой зоны $InAs/AlSb$ для поверхностей Ландау.

Ключевые слова: Узкая зона, квантовая яма, гетероструктура, магнитное поле, лёгкая дырка, запрещенная зона, эффективная масса.

INFLUENCE OF MAGNETIC FIELD ON LANDAU LEVELS OF NARROW-BAND QUANTUM WELL

Annotation

In this paper, a mathematical model of the dependence of the electron energy on the magnetic field at the bottom of the transmission zone and light cavities at the top of the $InAs/AlSb$ quantum zone for Landau surfaces is developed.

Key words: Narrow band, quantum well, heterostructure, magnetic field, light hole, band gap, effective mass.

Kirish. Hajmiy va kichik o‘lchamli yarimo‘tkazgichli strukturalarning asosiy fundamental fizik kattaligi ta‘qiqlangan zona kengligi bo‘lib (E_g^{3d}, E_g^{2d}), uning energetik kengligi yarimo‘tkazgich asosidagi qurilmaning ekspluzion parametrlarini oldindan bashorat qilish imkonini beradi. Shuning uchun, E_g^{3d} va E_g^{2d} larni aniqlash (agar yangi yaratilgan materialarning ta‘qiqlangan zona kengligi ma‘lum bo‘lmasa) yarimo‘tkazgichli geterostrukturalar texnologiyasini asosiy vazifalaridan biri hisoblanadi). Bundan tashqari, E_g ni yana muhim xususiyatlaridan biri, uning tashqi ta‘sirlarga moyilligi juda kuchli bo‘lib, xattoki, ushbu ta‘sir natijasida E_g ni o‘zgarishi, yarimo‘tkazgichli asbobning fizik va kimyoviy xossalari tubdan o‘zgartirib yuboradi. Yarimo‘tkazgichlarning ta‘qiqlangan zona kengligi tashqi omillarga bog‘liqligini aniqlashning bir qator metodlari mavjud.

Adabiyotlar taxlili. Jumladan [1,2] ishlarida sirt holatlar zichligini haroratga bog‘liqligi modelidan $E_g(T)$ aniqlash metodikasi ishlab chiqilgan. Bundan, holatlar zichligini harorat bo‘yicha o‘zgarishida, uning “dumi”ni ta‘qiqlangan soha kengligiga kirib borishi orqali $E_g(T)$ ni tushintirish mexanizmi yaratilgan. Lekin, ushbu ishlarda, kvantlovchi magnit maydonning ta‘siri o‘rganilmagan [3].

Ushbu masala uch zonalni yaqinlashish asosida tenglamalar yechiladi. Bu yaqinlashish tor zonalni kvant o‘rali yarimo‘tkazgichlar uchun tenglamani qulay yechimini topish hisoblanadi. Ko‘rib chiqilayotgan yaqinlashishda $H_{\kappa\delta}$ va H_1 yordamida 8×8 o‘zaro ta‘sir matritsasini quyidagicha yozish mumkin [4]

$$\begin{pmatrix} H & 0 \\ 0 & H \end{pmatrix} \quad (1)$$

Bu yerda

$$H = \begin{pmatrix} E_c & 0 & \kappa P & 0 \\ 0 & E_v - \frac{\Lambda}{3} & \frac{\sqrt{2}}{3} \Lambda & 0 \\ \kappa P & \frac{\sqrt{2}}{3} \Lambda & E_v & 0 \\ 0 & 0 & 0 & E_v + \frac{\Lambda}{3} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} iS \uparrow \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(X+iY) \downarrow \\ \frac{1}{\sqrt{2}}(X-iY) \downarrow \\ \end{pmatrix} \quad (2)$$

(2) matritsada o‘ng tomondagi ustun H bilan bog‘langan energetik holatlarni ifodalaydi.

Agar boshlang'ich energiyani kvant o'raning o'tkazuvchanlik zonasi tubi bilan hisoblasak, ($E_c=0$), u holda quyidagi tenglamaga erishiladi:

$$(E' + E_g) \left[E'(E' + E_g)(E' + E_g + \Delta) - k^2 P^2 (E' + E_g + 2\Delta/3) \right] = 0 \quad (3)$$

Bu yerda, $E'(k) = E(k) - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}$;

(3) formuladan ma'lumki, $k=0$ uchun $E'(k)$ funksiyaning to'rtta o'ziga hos qiymati mavjud: $E_1=0$; $E_2=E_3=-E_g$; va $E_4=-E_g-\Delta$. $E_1=0$ sharti – bu sanoq boshi o'tkazuvchanlik zonasi tubidan boshlanishini bildiradi. E_2 va E_3 energiyalar esa og'ir (E_{v1}) va yengil (E_{v2}) kovaklarning valentlik zonalarining shiplarini anglatadi. E_4 energiya- valentlik zonasi shipiga spin orbital ta'sirini ko'rsatadi.

Taxlil va natijalar. Masalani yechish uchun, quyidagi taqribiy yaqinlashuvlardan foydalanamiz:

1. Tor zonali yarimo'tkazgichning ruxsat etilgan zonalariga spin orbital ta'sirini hisobga olmaslik.

2. Yengil kovaklarning effektiv massalarini erkin elektronlar effektiv massasiga yaqin bo'lganligi uchun, og'ir kovaklar bilan o'zaro ta'sirini hisobga olmaslik.

U holda, $E_g \gg \Delta$ va [4] ga ko'ra, yengil kovaklarni energiyasi quyidagicha aniqlanadi:

$$E_{v2}^i(k) = -\frac{E_g}{2} \left\{ 1 + \left[1 + \frac{4k^2 p^2}{E_g^2} \right]^{1/2} \right\} \quad (4)$$

(4) ifodadan ko'rinib turibdiki, $k^2 p^2$ (P -matrisali element bo'lib, u $P = -\frac{i\hbar}{m_0} \langle S | \hat{p} | X \rangle$ ga teng) energiya hisoblanadi, chunki,

$\frac{k^2 p^2}{E_g^2}$ hadga o'lchovsiz kattalik bo'lish sharti bajarilishi kerak. U holda, yuqoridagi matrisali element formulasi va $\frac{k^2 p^2}{E_g^2}$ ni

o'lchovsiz kattaliklarini hisobga olgan holda, (4) ni quyidagi ko'rinishda yozish mumkin.

$$E_{v2}(\vec{k}) = -\frac{E_g}{2} \left\{ 1 + \left[1 + \frac{4\hbar^2 \vec{k}_{xyz}^2}{2m_{xyz}^*} * \frac{1}{E_g^2} \right]^{1/2} \right\} \quad (5)$$

(5) ifodada tor zonali xajmiy yarimo'tkazgichlarda yengil kovaklarning valentlik zona shipidagi energiyasi bo'lib, u asosan, yengil kovakning XYZ o'qlaridagi effektiv massalariga va to'lqin sonlariga bog'liq bo'lmoqda. Bunda, xajmiy tor zonali yarimo'tkazgich ta'qiqlangan zona kengligi (E_g) o'zgarimas hisoblanadi. (5) formuladan, tabiiy savollar tug' ilmoqda:

1. Agar, magnit maydon ta'siridagi material kvant o'rali tor zonali, geterostrukturali yarimo'tkazgich bo'lsa (5) dan qanday foydalaniladi?

2. Ma'lumki, tor zonali xajmiy yoki kichik o'lchamli yarimo'tkazgichlarning E_g si tashqi omillarga moyilligida juda yuqori hisoblanadi. U holda $E_v^{3d}(k, E_g)$ va $E_v^{2d}(k, E_g, d)$ lar qanday aniqlanadi?

3. $E_v^{2d}(k, E_g, d)$ ning o'zgarishi kvant o'raning valentlik zonadagi energetik holatlar zichligiga qanday ta'sir qiladi?

Ushbu qo'yilgan masalalarni yechish uchun albatta yangi matematik model yaratish talab etiladi.

(5) ifodani kvant o'rali tor zonali yarimo'tkazgichlarga tadbiiq etish orqali, quyidagi ifoda kelib chiqadi:

$$E_v^{2d}(k, d) = -\frac{E_g}{2} \left\{ 1 + \left[1 + 4 \frac{\frac{\hbar^2 \vec{k}_x^2}{2m_x} + \frac{\hbar^2 \vec{k}_y^2}{2m_y} + \frac{\pi^2 \hbar^2 n_z^2}{2md^2}}{E_g^2} \right]^{1/2} \right\} \quad (6)$$

(6) formula tor zonali kvant o'raning yengil kovaklarini valentlik shipidagi energiyasi hisoblanadi.

Bu yerda, n_z – o'lchamli kvantlar soni, d -tor zonali kvant o'ra qalinligi, m^* - yengil kovakning effektiv massasi.

(6) formuladan ko'rinib turibdiki, kvant o'raning valentlik zona shipidagi yengil kovak energiyasi kvant o'ra qalinligi, yengil kovak effektiv massasi va o'lchamli kvantlar soniga bog'liq bo'lmoqda.

Endi, tor zonali kvant o'raga kuchli magnit maydon ta'sirini ko'rib chiqaylik. Xususan, magnit maydon induksiyasi vektori yo'nalishi (\vec{B}) Z o'qi bo'ylab yo'nalgan bo'lib, XOY tekislikka perpendikulyar bo'lsin. Buni bo'ylama kvantlovchi magnit maydon deb ataladi. U holda, Landau nazariyasi [5] hamda kvantlovchi magnit maydon qonunlariga ko'ra, kvant o'ra valent zona shipidagi erkin yengil kovakning $\left[\frac{\hbar^2 \vec{k}_x^2}{2m_x} + \frac{\hbar^2 \vec{k}_y^2}{2m_y} \right]$ hadlarini $\left[\left(N_{Lv} + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_{cv} \right]$ had bilan almashtiriladi.

Bu yerda N_{Lv} - tor zonali kvant o'raning valentlik zonasidagi Landau sathlari soni, ω_{cv} - yengil kovaklarning siklotron chastotasi.

Bundan kelib chiqadiki, (6) formula, bo'ylama kvantlovchi magnit maydon ta'sirida quyidagi ko'rinishga keladi:

$$E_v^{0d}(B, d, n_z, N_{Lv}) = -\frac{E_g}{2} \left\{ 1 + \left[1 + 4 \frac{\left(N_{Lv} + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_{cv} + \frac{\pi^2 \hbar^2 n_z^2}{2md^2}}{E_g^2} \right]^{1/2} \right\} \quad (7)$$

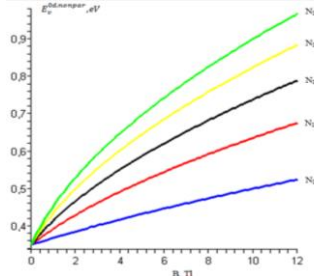
Keltirib chiqarilgan (7) formuladan ko'rinib turibdiki, kvant o'raning valentlik zonasi shipidagi yengil kovak energiyasi har tomonlama diskret energetik sathlarga aylanmoqda. Bu esa, o'z navbatida yengil kovak energiyasi kvant nuqta energiyasi analogiga kelmoqda. Lekin, yana bir muhim fizik kattalik E_g ni B ga va d ga bog'liqligini ham ko'rish kerak. Sababi $E_g(B, d)$ funksiya o'zgarishi monoton kabi hisoblanadi. Bundan $E_v^{0d}(B, d, n_z, N_{Lv})$ funksiya $E_v^{0d}(E_g(B, d), B, d, n_z, N_{Lv})$ kabi bo'ladi. U holda formula quyidagi ko'rinishga keladi:

$$E_v^{0d, \text{nonparab}}(E_g(B, d), B, d, n_z, N_{Lv}) = -\frac{\left(E_g(0) + \frac{1}{2}\hbar\omega_v + \frac{1}{2}\frac{\pi^2\hbar^2}{2md^2}n_z^2\right)}{2} * \left\{ 1 + \left[1 + 4 \frac{\left(N_{Lv} + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_v + \frac{\pi^2\hbar^2}{2md^2}n_z^2}{\left(E_g(0) + \frac{1}{2}\hbar\omega_v + \frac{1}{2}\frac{\pi^2\hbar^2}{2md^2}n_z^2\right)^2} \right]^{1/2} \right\} \quad (8)$$

Olingan (8) formula, kvant o'raning valentlik shipidagi yengil kovak energiyasini magnit maydonga, ta'qiqlangan zona kengligiga, kvant o'ra qalinligi va o'lchamli sathlar soniga bog'liqligini ifodalaydi. (8) ifodani sonli va grafik usulda taxlil qilib ko'raylik [6] ishda tor zonali InAs kvant o'rali yarimo'tkazgichning Shubnikov de Gaaz ossilyasiyalari aniqlangan. Bunda InAs kvant o'ra qalinligi $d=4$ nm, $B=0=12$ Tl oraliqda, $E_g(0)=0,35$ eV va n_z deb olingan.

Ushbu eksperiment qiymatlarini (3.8) ga qo'yib $E_v^{0d}(B, d, E_g(B, d))$ grafignini olish mumkin. 1-rasmda turli Landau sathlar uchun InAs kvant o'raning valentlik shipidagi yengil kovaklar energiyasini magnit maydonga bog'liqligi keltirilgan. Ushbu rasmdan ko'rinib turibdiki, grafikni egri chizig'ini tor zonali InAs kvant o'raning nokvadratik dispersiya qonuni bo'yicha aks ettirilgan.

Bundan tashqari (8) formuladan foydalanib, tor zonali kvant o'raning valent zonasidagi ikki o'lchamli energetik holatlar zichligini hisoblashga imkon beradi.



1-rasm. Landau sathlar uchun InAs kvant o'raning valentlik shipidagi yengil kovaklar energiyasini magnit maydonga bog'liqligi.

Endi, tor zonali kvant o'raning o'tkazuvchanlik zonasi tubidagi erkin elektronlar energiyasini magnit maydonga bog'liqligini ko'rib chiqaylik.

Ma'lumki, tor zonali yarimo'tkazgichlar uchun $m_n \ll m_0$ shartdan foydalanib, (3) da keltirilgan $\frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}$ hadni hisobga

olinmaydi ($E' \ll E_g$). U holda, magnit maydon mavjud bo'lganda, (3) tenglamaga o'xshash uchta energiya zonalari uchun energetik sathlarini kubik tenglamasi hosil bo'ladi;

$$E_{N\pm}(E_{N\pm} + E_g)(E_{N\pm} + E_g + \Delta) - P^2 \left[k_z^2 + (2N+1)\frac{1}{L^2} \right] * \left(E_{N\pm} + E_g + \frac{2}{3}\Delta \right) \pm \frac{P^2\Delta}{3L^2} = 0 \quad (9)$$

Bu yerda: $E_{Nk_z\pm} = E_{N\pm}$

(9) da bosh energetik sath o'tkazuvchanlik zonasi tubidan boshlangan. Agar, $B \rightarrow 0$ bo'lganda, (9) tenglama (3) ko'rinishga o'tadi.

Agar, elektronlarning spin taqsimotini hisobga olinmasa hamda $E_N \ll E_g$ shart bajarilsa, (9) dagi kubik tenglama o'tkazuvchanlik zonasi elektronlari uchun quyidagi ko'rinishga ega bo'lgan kvadrat tenglamaga o'tadi:

$$E_{N\pm}(B, E_g) = -\frac{E_g}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{E_g^2 + 4E_g \left[\left(N + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega_c^0 + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_n} \right]} \quad (10)$$

Ma'lumki, kuchli magnit maydon ta'sir etmaganda, erkin elektron energiyasi OZ o'qi bo'ylab o'lchamli kvantlanish hisobiga diskret hisoblandi, lekin XOY tekislikda uzluksiz spektrdan iborat bo'ladi. Yani,

$$E_c^{\text{parab}}(k, d) = \frac{P_x^2}{2m_{nx}} + \frac{P_y^2}{2m_{ny}} + \frac{\pi^2\hbar^2}{2m_{nz}d^2}n_z^2 \quad (11)$$

(11) ifoda keng zonali kvant o'ralar uchun o'rinli (kvadratik dispersiya qonuni uchun).

(10) formula, hajmiy tor zonali yarimo'tkazgichlarning o'tkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlar energiyasini magnit maydonga bog'liqligini ifodalaydi. Ya'ni, magnit maydon kuchlanganligi Z o'qi bo'ylab yo'nalgan bo'lib, XOY tekislikka perpendikulyardir. Bunda, zaryad tashuvchilar energiyasi Landau nazaryasiga muvofiq, XOY tekislikda diskret sathlar hosil bo'ladi. OZ o'qi bo'ylab esa, erkin elektron energiyasi uzluksiz spektrni tashkil etadi. Albatta bu kvant ip analogiyasini beradi. Savol tug'iladi, tor zona kvant o'ra asosidagi yarimo'tkazgichlarda ushbu ilmiy faraz qanday amalga oshadi? Tor zonali kvant

o'raning o'rtkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlar energiyasi magnit maydonga qanday bog'liq bo'ladi? Kvant o'raning valent zonasidachiq?

Tor zonali kvant o'ralar uchun [4] dagi formulani tadbiiq etiladi: Yani, $\Delta \ll E_g$ shart bajarilrsa

$$E_c^{nonparab}(k) = -\frac{E_g}{2} \left\{ 1 - \left[1 + \frac{4P^2}{E_g^2} * \frac{2m_{xyz}}{\hbar^2} * \frac{\hbar^2 k_{xyz}^2}{2m_{xyz}} \right]^{1/2} \right\} \quad (12)$$

(12) ni tor zonali kvant o'ra uchun quyidagicha yozish mumkin:

$$E_c^{2d,nonparab}(k, d) = -\frac{E_g}{2} \left\{ 1 - \left[1 + \frac{4P^2}{E_g^2} * \frac{2m_n}{\hbar^2} \left(\frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_{nx}} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_{ny}} + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_{nz}} n_z^2 \right) \right]^{1/2} \right\} \quad (13)$$

Bu yerda, $P = -\frac{i\hbar}{m_0} \langle S | \hat{P}_x | x \rangle$.

(11) va (13) formulalar kvadratik hamda kvadratik bo'lmagan dispersiya qonunlari uchun $B=0$ da kvant o'raning o'rtkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlar energiyasini ifodalaydi. Agar $B \neq 0$ shart bajarilrsa, (11) ifoda quyidagi formulaga o'tadi:

$$E_c^{parab}(B, d) = \left(N_{Lc} + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_{cc} + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_n d^2} n_z^2 \quad (14)$$

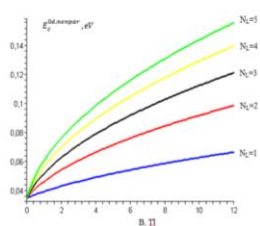
U holda, (10) da keltirilgan $\frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_n}$ ni o'rniga tor zonali kvant o'ra shartiga muvofiq (Lui de Broyl munosabati, $\lambda_d \approx d$),

$\frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_n d^2} n_z^2$ xadni almashtirilsa, quyidagi ifodaga erishiladi:

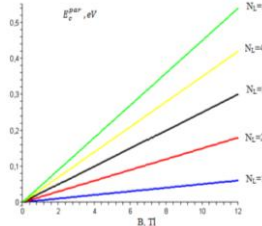
$$E_n^{0d,nonparab}(E_g(B, d), B, d, n_z, N_{Lc}) = -\frac{E_g(B, d)}{2} + \frac{1}{2} \sqrt{(E_g(B, d))^2 + 4E_g(B, d) \left[\left(N_{Lc} + \frac{1}{2} \right) \hbar \omega_{cc} + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m d^2} n_z^2 \right]} \quad (15)$$

Ushbu formula, tor zonali kvant o'raning o'rtkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlarning energiyasi magnit maydonga bog'liqligini ifodalaydi. Yangi olingan (15) formula muhim hisoblanadi, sababi, shu kunga qadar kvant o'raning taqirlangan zona kengligi qanday bo'lishidan qat'iy nazar $E_N(B, d)$ faqat (14) bo'yicha hisoblangan. Vaholanki, (15) ga ko'ra, E_N energiya B ga noxiziqli bog'langan. Bu yerda, $\omega_c = \frac{eB}{m_n}$;

Keling, (15) formulani tor zonali kvant o'ra asosidagi yarimo'rtkazgichlarga tadbiiq etaylik. Bu nazariy g'oyani grafik ko'rinishda taxlil qilib ko'raylik. 2-rasmda InAs/AlSb kvant o'rani yarimo'rtkazgich uchun o'rtkazuvchan zonasidagi erkin elektron energiyasini $E_c^{nonparab}$, B bog'liqligini keltirilgan. Bunda, $E_g(\text{InAs})=0.35$ eV, $d=12$ nm [7]. 3-rasmda esa, GaAs/Al_xGa_{1-x}/GaAs [8] kvant o'ra uchun $E_c^{parab}(B, d)$ grafigi keltirilgan. Ushbu rasmdan ko'rinib turibdiki, chiziqli va noxiziqli grafiklar dispersiya qonunlariga bo'ysinishi kuzatilmoqda. Bundan tashqari (15) formulaga ko'ra $E_c^{nonparab}(B, d)$ dan tor zonali kvant o'rani qalinligi d ga bog'ligini ham olish mumkin.



2-rasm. InAs/AlSb kvant o'raning o'rtkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlar energiyasiga magnit maydonni ta'siri.



3-rasm. GaAs/Al_xGa_{1-x}/GaAs kvant o'raning o'rtkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlar energiyasiga magnit maydonni ta'siri.

Xulosa. $E_v^{0d,nonparab}(E_g(B, d), B, d, n_z, N_{Lv})$ tor zonali kvant o'raning valentlik zonasidagi kovaklarning energiyasini magnit maydonga bog'liqligini hisoblashni yangi matematik model ishlab chiqildi. $E_n^{0d,nonparab}(E_g(B, d), B, d, n_z, N_{Lc})$ tor zonali kvant o'raning o'rtkazuvchanlik zonasidagi erkin elektronlarning energiyasini magnit maydonga bog'liqligini hisoblashni yangi matematik modeli ishlab chiqildi.

ADABIYOTLAR

1. Gulyamov G., Sharibaev N.Yu. The Temperature Dependence of the Density of States in Semiconductors //World Journal of Condensed Matter Physics 2013, №3, p.216-220
2. Гулямов Г., Шарибаев Н. Ю. Исследования температурной зависимости ширины запрещенной зоны Si и Ge с помощью модели. // Физическая инженерия поверхности 2013, т.11, № 2 с.231-237
3. Gulyamov G., Erkaboev U.I., Gulyamov A.G. Magnetic quantum effects in electronic semiconductors at microwave-radiation absorption // Journal of nano- and electronic physics. 2019. Vol.11, Iss.1, Article ID 01020.
4. [https://doi.org/10.21272/jnep.11\(1\).01020](https://doi.org/10.21272/jnep.11(1).01020)
5. Цидильковский И.М. Электроны и дырки в полупроводниках. Энергетический спектр и динамика // Издательство «Наука» Главная редакция физико - математической литературы, М., 1972 г. С. 264.
6. Landau L. Diamagnetismus der Metalle / Zeitschrift für Physik. 1930. Vol.64, pp.629-637. <https://doi.org/10.1007/BF01397213>
7. Joseph Y., Mehdi H., Brenden A. M., William M., Matthieu C.D., Kasra S., Kaushini S.W., Giti A.K., Yasuhiro H.M., Yoshimitsu K., Zhuo Y., Sunil T., Christopher J.S., Javad S. Experimental measurements of effective mass in near-surface InAs quantum wells // Physical review B. 2020. Vol.101, pp.205310- 205317. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.101.205310>
8. Gulyamov G., Abdulazizov B. T., Baymatov P. J. Three-Band Simulation of the g-Factor of an Electron in an InAs Quantum Well in Strong Magnetic Fields // Journal of Nanomaterials. 2021. Vol. 2021, Article ID 5542559, 4 p.
9. Hou-zhi Zheng, Aimin Song, Fu-hua Yang, and Yue-xia Li. Density of states of the two-dimensional electron gas studied by magneto capacitances of biased double – barrier structures // Physical review B. 1994. Vol. 49, No.3, pp.1802-1808.