

Erkaboyev Ulug‘bek Inoyatillayevich

Namangan davlat texnika universiteti professori

Dadamirzaev Muzaffar G‘ulomqodirovich

Namangan davlat texnika universiteti katta o‘qituvchisi

Tel: 99-436-77-55 E-mail: muzaffardadamir81@gmail.com

p-TIPLI YARIMO‘TKAZGICHNING SIRT HOLATLAR ZICHLIGIGA HARORAT VA MAGNIT MAYDONINI TA’SIRI

Annotatsiya. Ushbu maqolada p-tipli $Si(p)$ yarimo‘tkazgichning sirt holatlar zichligini magnit maydonga bog‘liqligi tadbiq etilgan. Ilk bora, yarimo‘tkazgichning sirt holatlar zichligiga harorat va magnit maydonning ta’sirini aniqlovchi matematik model ishlab chiqilgan.

Kalit so‘zlar: Sirt holatlar zichligi, magnit maydon, geterostruktura, taqiqlangan zona, effektiv massa, chuqur energetik sath, teskari kuchlanish, Landau sathlari, kvant o‘ra.

Эркабоев Улугбек Инаятиллаевич

Наманганский государственный технический университет проф.

Дадамирзаев Музаффар Гуламкадирович

Наманганский государственный технический университет ст.преподаватель

Tel: 99-436-77-55 e-mail: muzaffardadamir81@gmail.com

ВЛИЯНИЕ ТЕМПЕРАТУРЫ И МАГНИТНОГО ПОЛЯ НА ПЛОТНОСТЬ ПОВЕРХНОСТНЫХ СОСТОЯНИЙ ПОЛУПРОВОДНИКА p-ТИПА

Аннотация. В данной статье представлена зависимость поверхностной плотности состояний полупроводника $Si(p)$ p-типа от магнитного поля. Впервые разработана математическая модель, определяющая влияние температуры и магнитного поля на поверхностную плотность состояний полупроводника.

Ключевые слова: Поверхностная плотность состояний, магнитное поле, гетероструктура, ширина запрещенной зоны, эффективная масса,

глубокий энергетический уровень, обратное напряжение, уровни Ландау, квантовая яма.

Erkaboev Ulugbek Inayatillaevich

Namangan state technical university pfof.

Dadamirzaev Muzaffar Gulamkadirovich

Namangan state technical university Senior Lecturer.

Tel: 99-436-77-55 E-mail: muzaffardadamir81@gmail.com

**EFFECT OF TEMPERATURE AND MAGNETIC FIELD ON THE
DENSITY OF SURFACE STATES OF A p-TYPE SEMICONDUCTOR
INFLUENCE OF MAGNETIC FIELD ON LANDAU LEVELS OF
NARROW-BAND QUANTUM WELL**

Annotation. This article presents the dependence of the surface density of states of a p-type Si(p) semiconductor on magnetic field. For the first time, a mathematical model has been developed that determines the influence of temperature and magnetic field on the surface density of states of a semiconductor.

Key words: Surface density of states, magnetic field, heterostructure, band gap, effective mass, deep energy level, reverse voltage, Landau levels, quantum well.

Kirish

Respublikamizda ilm-fan sohasida, hususan yarimo‘tkazgichlar fizikasining rivojlanishiga, jumladan, tashqi ta’sirga sezuvchanligi yuqori bo‘lgan, tenzosezgir, fotosezgir va termosezgir yarimo‘tkazgichli strukturalarni olish texnologiyalariga katta e’tibor qaratilib, muayyan natijalarga erishilmoqda. O‘zbekiston Respublikasi Prezidentining 2017 yil 7 fevraldagi PF–4997-sonli «O‘zbekiston Respublikasini yanada rivojlantirish bo‘yicha Harakatlar strategiyasi to‘g‘risida» gi farmoni asosida yarimo‘tkazgichlar fizikasi sohasidagi fundamental izlanishlar natijasida yangi texnologiyalarni joriy etish orqali mikro va nanoelektronika sohasini yanada rivojlantirish bo‘yicha muhim vazifalar belgilab berilgan. Ma’lumki fotoelektrik

o'zgartirgichlar sifatida keng qo'llaniladigan $CdS/Si(p)$ geterostrukturali yarimo'tkazgichning elektr, optik va magnit hossalari o'rganish dolzarb muammolardan biri hisoblanadi. Jumladan $CdS/Si(p)$ ni geterochegarasida nuqsonlarning hosil bo'lishi, ushbu yarimo'tkazgichli materiallarning elektr xususiyatlariga salbiy ta'sir qilsa, chuqur energetik sathlardagi sirt holatlar zichligi esa geterostrukturani fotoelektrik samaradorligini yomonlashishiga olib keladi.

Adabiyotlar tahlili

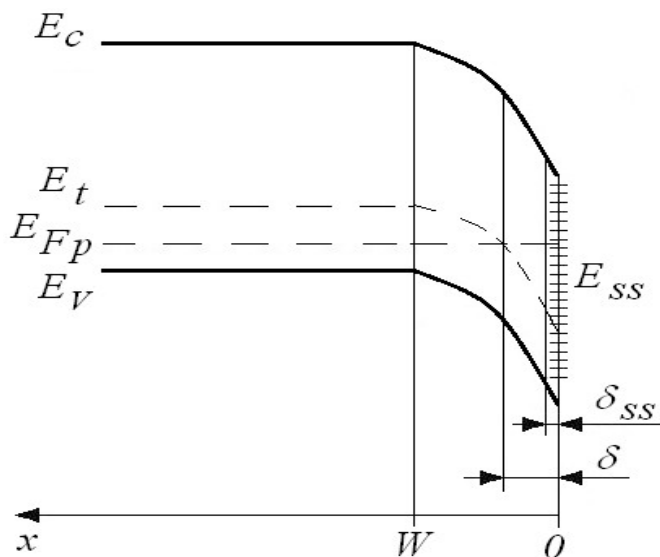
Bugungi kunda, sirt holatlar zichligini o'lchash, uni tashqi omillarga bog'liqligini aniqlash bo'yicha bir qator tadqiqotlar olib borilgan. Xususan, [1-3] ishlarda yarimo'tkazgichli strukturalarda sirt holatlar zichligini Volt-Farad usuli yordamida aniqlangan. Bunda sirt holatlarning zaryadi qo'llaniladigan doimiy siljish kuchlanishiga bog'liq bo'lgan holatlar uchun sig'im-kuchlanish xususiyatlarining chastotaga bog'liqligidan yarimo'tkazgichlarda sirt holatlarning zichligini hisoblash usuli taklif etilgan [4-8].

Lekin bu ishlarda yarimo'tkazgich-dielektrik chegarasidagi sirt holatlar zichligiga magnit maydon ta'siri ko'rilmagan. Sirt holatlarni magnit maydon va haroratga bog'liqligini aniqlash bo'yicha mukammal matematik model ishlab chiqilmagan.

Ishning asosiy maqsadi $CdS/Si(p)$ geterostrukturali yarimo'tkazgichning sirt holatlar zichligini magnit maydonga bog'liqligini modellashtirishdan iborat.

$CdS/Si(p)$ geterostrukturali yarimo'tkazgichning hajmiy zaryad sohasi asosan $Si(p)$ da to'planganligi sababli, kremniyning ta'qiqlangan zona kengligiga sirt holatlar zichligini hisoblash yetarli bo'ladi.

Bunda, $Si(p)$ ni 1-rasmda keltirilgan soha diagrammasi orqali chuqur sathlardagi zaryadlarni taqsimlash jarayonini va namuna p -tipli bo'lganligi uchun sirt holatlardagi energetik sathlarni kovaklar bilan E_v dan boshlab to'lib borayotganligini kuzatish mumkin. Fermi sathini qoidasiga ko'ra, geterochegaradagi energetik sathlar kvazi Fermi sathigacha kovaklar bilan to'lgan bo'ladi. Lekin, kvazi Fermi sathdan yuqori holatlarda esa, energetik sathlar bo'sh hisoblanadi.



1-rasm. Chuqur sathlarni hisobga olgan holda CdS/Si(p) [1] geterostrukturasining asosiy qisminig teskari siljishdagi diagrammasi (E_{ss} - sirt holatlarining chuqur sathlari, E_t - asosiy soha hajmidagi diskret chuqur sathlar)

Sirt holatlar zichligini aniqlashda sig‘im-kuchlanish (CV) usulidan foydalaniladi. CV xususiyatlarini o‘lchashda doimiy kuchlanish geterostrukturaning teskari siljishiga to‘g‘ri keladi. 1-rasmdagi energiya zonalarining egilishini ortishi va hajmiy zaryad sohasini kengayishi teskari kuchlanish qiymatiga to‘g‘ri proporsional bo‘ladi. Shu bilan birga, teskari kuchlanish qiymatini ortib borishi sirt holatlardagi chuqur sathlarni kovaklar bilan to‘ldirib borishiga olib keladi. Bu esa albatta, kvazi Fermi sathlarni boshqarishga imkon beradi. Si(p) ni valentlik sohasining shipidan boshlab hisoblanadi.

Tahlil va natijalar

CdS va Si(p) chegarasidagi, yani geterochegaradagi chuqur energetik sathlar teskari kuchlanish bilan bog‘lanishini quyidagi ifoda orqali ifodalanadi [1].

$$E_{ss} - E_v = q (\Phi - V) \quad (1)$$

Bunda E_{ss} – sirdagi chuqur energetik sathning joriy holatdagi qiymati, q-zaryad miqdori, Φ -kontakt potentsiallar farqini effektiv qiymati, V-teskari siljish kuchlanishi.

Agar, teskari kuchlanish qiymatini maksimal darajaga etkazilsa, $V = V_{ss}^{max}$, u holda kvazi Fermi sathini ham Si(p) ni o‘tkazuvchanlik zonasiga yetib borishiga olib keladi. Bu esa, E_{ss} ni E_c ga teng bo‘lishiga sabab bo‘ladi. Bunda E_c – Si(p) ni o‘tkazuvchanlik zonasining tubi hisoblanadi. U holda, $E_{ss} = E_c$ dan (1) ifoda quyidagicha yoziladi:

$$E_c - E_v = q(\Phi - V_{ss}^{max}) \quad (2)$$

$E_c - E_v = E_g$ (kremniyni ta'qiqlangan zona kengligi) ni hisobga olgan holda, (2) dan maksimal teskari kuchlanishni aniqlash mumkin:

$$V_{ss}^{max} = \frac{|q\Phi - E_g|}{q} \quad (3)$$

Yarimo'tkazgichli strukturalarga tashqi omillarning ta'siri natijasida, uning xususiyatlari tubdan o'zgaradi. Yarimo'tkazgichlarning asosiy dinamik parametrlaridan biri ta'qiqlangan zona kengligi haroratga, bosimga, magnit madonga va deformatsiyaga kuchli bog'liq bo'ladi. Jumladan, [9-12] ishlarda kvant o'rali geterostrukturali yarimo'tkazgichlarning ta'qiqlangan zona kengligini, magnit maydoniga va kvant o'rani qalinligiga bog'liqligi tadbiq etilgan. Bunda $E_g^{2d}(B, T, d)$ uchun quyidagi analitik ifoda keltirib chiqarilgan:

$$E_g^{2d}(B, T, d) = E_g(0) - \frac{\alpha_1 T^2}{\alpha_2 + T} + \left(\hbar\omega_c^e \left(N_L^e + \frac{1}{2} \right) + \hbar\omega_c^p \left(N_L^p + \frac{1}{2} \right) \right) + \left(\frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e d^2} n_e^2 + \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_p d^2} n_p^2 \right) \quad (4)$$

Bunda, $\hbar\omega_c^e = \hbar \frac{eB}{m_e^e}$, $\hbar\omega_c^p = \hbar \frac{eB}{m_p^p}$ – magnit maydon energiyasi;

Namunaning sirtida bo'layotgan fizik jarayonlar ham kvant o'raning analogiyasiga o'hshaydi. Sababi, kvant o'rada ham faqat 2 ta o'lchamning energetik spektri uzluksiz hisoblanadi, sirtida ham o'z nomi bilan tekislikdagi energetik holatlar o'rganiladi. Bundan kelib chiqadiki, kvant o'ra sharti bajariladimi yoki faqat geterostruktura bo'ladimi, (4) formulani ham geterochegaradagi holatlarga tadbiq etilishi qonuniyatga to'g'ri keladi. U holda geterochegaradagi $Si(p)$ ga kuchli magnit maydon ta'sir etsa (3) formulaga asosan o'zgarmas past haroratda $E_g(B, T, d)$ ni qiymati biroz ortib, teskari siljish kuchlanishini maksimal qiymati V_{ss}^{max} ni kamayishiga olib keladi. $CdS/Si(p)$ geterostruktura kvant o'rali bo'lmagani uchun (3) va (4) larni hisobga olgan holda, maksimal teskari kuchlanish siljishini kvantlovchi magnit maydonga bog'liqligi quyidagicha topildi:

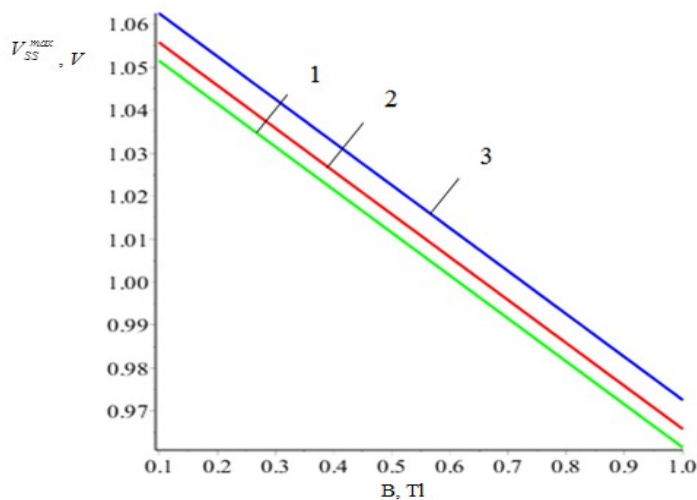
$$V_{SS}^{max}(B, T) = \frac{\left| q\Phi - \left(E_g(0) - \frac{\alpha_1 T^2}{\alpha_2 + T} + \hbar \frac{eB}{m_c^e} \left(N_L^e + \frac{1}{2} \right) + \hbar \frac{eB}{m_c^p} \left(N_L^p + \frac{1}{2} \right) \right) \right|}{q} \quad (5)$$

Tajribalarda CV usulida sirt holatlar zichligini xona xarorati ($T=300\text{ K}$) da hisoblandi. Chuqur energetik sathlarni hisobga olgan holda kontakt potentsiallar farqi effektiv qiymati $\Phi=0,11\text{V}$ [1] ga teng Kremniy uchun Varshni koefitsiyentlari $\alpha_1 = 7.021 \cdot 10^{-4} \text{ eV} \cdot \text{K}^{-1}$; $\alpha_2 = 1108 \text{ K}$; $E_g(0) = 1.17 \text{ eV}$ [13].

Agar, $m_c^e = m_p^e = m_c^*$ va birinchi Landau sathi uchun $N_L^e = N_L^p = 0$ larni hisobga olsak, (5) ni quyidagicha yozish mumkin:

$$V_{SS}^{max}(B, T) = \frac{\left| q\Phi - \left(E_g(0) - \frac{\alpha_1 T^2}{\alpha_2 + T} + \hbar \frac{eB}{m_c^*} \right) \right|}{q} \quad (6)$$

Ushbu parametrlardan foydalanib, $\text{CdS/Si}(p)$ geterostrukturali yarimo'tkazgich uchun (6) formula asosida olingan maksimal kuchlanish siljishi V_{SS}^{max} ni magnit maydon induksiya B ga bog'liqlik grafigini quraylik:



2-rasm. Maksimal kuchlanish siljishi V_{SS}^{max} ni magnit maydon induksiya B ga bog'liqlik grafigi. 1-50K, 2- 100K, 3- 150K

Keskin p - n o'tishli diodning past chastotali sig'im-kuchlanish xususiyatlarini $\text{CdS/Si}(p)$ geterostrukturali yarimo'tkazgich uchun tavsiflash mumkin. U holda geterostrukturani past chastotali sig'im-kuchlanishi quyidagi ifoda orqali hisoblanadi [1]:

$$C_{pch} = \frac{dq_{pch}}{dV} = S \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 q (N_a + N_t)}{2(V_d - V - \Delta V_d)}} \quad (7)$$

bu yerda q_{pch} past chastotali CV hossalari belgilaydigan ion zaryadi; N_a - akseptor kirishmalar konsentrasiyasi; N_t - chuqur sathlardagi elektronlar konsentrasiyasi; ΔV_d - CdS/Si(p) ning kontakt potentsiallar farqini chuqur sathlar ta'siri natijasida pasayish qiymati. U holda $V_d - \Delta V_d = \Phi$ ga teng bo'ladi. (7) formulada V ni qiymati 0 dan boshlab V_{ss}^{max} gacha o'zgaradi. U holda (7) ni V bo'yicha 0 dan V_{ss}^{max} oraliqda integrallasak va $V_{ss}^{max}(B, T)$ ni hisobga olish natijasida, q_{pch} ni aniqlash mumkin:

$$q_{pch} = q_{ss} = \int_0^{V_{ss}^{max}(B, T)} C_{pch}(V) dV \quad (8)$$

$$q_{ss} = \int_0^{V_{ss}^{max}(B, T)} S \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 q (N_a + N_t)}{2(\Phi - V)}} dV$$

Bundan tashqari, sirtidagi ionlashgan zaryad miqdori akseptorni va chuqur sathdagi konsentrasiyalar bilan bog'liqligi:

$$q_{ss} = q(N_a + N_t) \delta S \quad (9)$$

δ - chuqur energetik sathlarni qayta zaryadlagan qismi (yuzi).

1-rasmga ko'ra δ ni quyidagicha aniqlanadi:

$$W - \delta = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(E_t - E_{F_p})_W}{q^2 N_a}} \quad (10)$$

Shu bilan birga, W ni V ga bog'liqligi quyidagicha [1]:

$$W(V) = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{C(V)} \quad (11)$$

(10) va (11) dan foydalanib δ ni topamiz:

$$\delta = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{C(V)} - \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(E_t - E_{F_p})_W}{q^2 N_a}} \quad (12)$$

Si(p) uchun valent zona shipiga nisbatan E_F ni quyidagicha aniqlanadi [1]:

$$E_{F_p} = E_V - kT \ln \left(\frac{N_a}{N_V} \right) \quad (13)$$

(13) dan:

$$E_{F_p} - E_V = kT \ln \left(\frac{N_V}{N_a} \right) \quad (14)$$

kelib chiqadi.

(14) ni E_t ga nisbatan baholaymiz:

$$E_t - E_{F_p} = E_t - E_V - kT \ln \left(\frac{N_V}{N_a} \right) \quad (15)$$

Sirt holatlari uchun E_t ni E_{ss} ga almashtirsak va (1) formuladan foydalansak:

$$(E_{ss} - E_{F_p}) = q(\Phi - V) - kT \ln \left(\frac{N_V}{N_a} \right) \quad (16)$$

kelib chiqadi.

Sirt holatlari uchun (12) dagi $(E_t - E_{F_p})$ ni o'rniga (16) ni qo'ysak:

$$\delta_{ss} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{C_{pch}(V)} - \sqrt{\frac{2\varepsilon \varepsilon_0}{q^2 N_a} \left(q(\Phi - V) - kT \ln \left(\frac{N_V}{N_a} \right) \right)} \quad (17)$$

ifodani olamiz.

Geterochegarlarda sirt holatlar zichligi N_{ss} chuqur sathdagi xajmiy konsentrasiya bilan quyidagicha bog'langan:

$$N_{ss} = N_t \delta_{ss} \quad (18)$$

[1] ga ko'ra δ_{ss} ni $V = V_{ss}^{max}$ shart asosida (17) ni hisoblansa, ($E_g(T) = E_g(0) - \frac{\alpha_1 T^2}{\alpha_2 + T}$ ni hisobga olamiz) u holda $\delta_{ss}(B, T)$ quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\delta_{ss}(B) = \sqrt{\frac{2\varepsilon \varepsilon_0 \left(E_g(T) + \hbar \frac{eB}{m_c^*} \right)}{q(N_a + N_t)}} - \sqrt{\frac{2\varepsilon \varepsilon_0}{q^2 N_a} \left(q \left(E_g(T) + \hbar \frac{eB}{m_c^*} \right) - kT \ln \left(\frac{N_V}{N_a} \right) \right)} \quad (19)$$

(8), (9), (18) va (19) lardan foydalanib, sirt holatlar zichligini kuchli magnit maydonga bog'liqligi topiladi:

$$N_{ss}^{(B)} = N_a \delta_{ss}^{(B)} - \frac{1}{qS} \int_0^{V_{ss}^{max}} C_{pch}(V) dV \quad (20)$$

Shunday qilib, (19) va (20) lardan foydalanib, CV usulida aniqlangan sirt holatlar zichligini kuchli magnit maydoniga bog'lanishini topamiz:

$$N_{ss}(B) = N_a \left(\sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q(N_a + N_i)} \left(E_g(T) + \hbar \frac{eB}{m_c^*} \right)} - \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0}{q^2 N_a} \left(q \left(E_g(T) + \hbar \frac{eB}{m_c^*} \right) - kT \ln \left(\frac{N_v}{N_a} \right) \right)} \right) - \sqrt{\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(N_a + N_i)}{q}} \left(\sqrt{\Phi - \left(E_g(T) + \hbar \frac{eB}{m_c^*} \right)} - \sqrt{\Phi} \right) \quad (21)$$

Agar ushbu ifoda $B \rightarrow 0$ ga intilsa [1] ishda keltirilgan sirt holatlar zichligi formulasiga qaytadi. Bu esa, biz taklif qilayotgan matematik modelni nazariy tomondan to'g'ri ekanligini isbotlaydi. Taklif etilayotgan matematik modelda $N_{ss}(B)$ sirt holatlar zichligini (21) formula bo'yicha haroratga bog'liqligini to'liq tushintira olmaydi. Chunki, past haroratlarda (21) ga ko'ra $N_{ss}(B)$ deyarli o'zgarmaydi. Yani α_1 ning qiymati barcha materiallar uchun 10^{-4} atrofida bo'ladi α_2 esa [13] ga ko'ra 100 K da yuqori haroratlarda olinadi. Bundan kelib chiqadiki,

$$\lim_{T \rightarrow 0} \left(E_g(0) - \frac{\alpha_1 T^2}{\alpha_2 + T} + \hbar \frac{eB}{m_c^*} \right) = E_g(0) + \hbar \frac{eB}{m_c^*} \quad (22)$$

Bundan tashqari, (21) formuladagi $kT \ln \left(\frac{N_v}{N_a} \right)$ xad ham $N_{ss}(B)$ ni haroratga bog'liqligi dinamikasiga deyarli ta'sir etmaydi. Sirt holatlar zichligini haroratga bog'liqligini aniqlash uchun chuqur energetik sathlarda (ta'qiqlangan zona kengligining markaziga yaqin zonalar) zaryad tashuvchilarning termik generatsiyalanish ehtimolligidan foydalaniladi.

Ma'lumki, sirt holatlarning bo'shalish ehtimolligi vaqtga, haroratga va ta'qiqlangan zona kengligining markazi tabiatiga bog'liq. Chuqur sathlardagi E_{ss} energiyali sathning bo'shalish ehtimolligi quyidagi formula orqali [1, 2] aniqlanadi: (1-rasm)

$$\rho(E_{ss}) = 1 - \exp \left(- \frac{t}{\tau(E_{ss})} \right) \quad (2.23)$$

Bunda, $\tau(E_{ss})$ - chuqur energetik sohalarida 0 dan boshlab E_{ss} gacha elektronlarni bo'shalish vaqti. Albatta, E_{ss} ni qiymati ortishi bilan unga ko'proq vaqt ketadi. [14] ga ko'ra (E_{ss}) funksiya E_{ss} va kT ga kuchli bog'liq bo'ladi:

$$\tau(E_{ss}, T, t) = \tau_0 \exp\left(\frac{E_{ss}}{kT}\right) \quad (24)$$

Bunda, $\tau_0 = \gamma_n N_c$ - o'zgaras koeffitsiyent.

(23) va (24) lardan $\rho(E_{ss}, T, t)$ aniqlash mumkin:

$$\rho(E_{ss}, T, t) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_0} \exp\left(\frac{E_{ss}}{kT}\right)\right) \quad (25)$$

Bu ifoda, sirt holatidagi zaryad tashuvchilarning E_{ss} energetik sathini bo'shalish ehtimolligini haroratga bog'liqligini ifodalaydi.

Ilmiy adabiyotlardan ma'lumki, sirt holatlar sonini vaqtga bog'liqligi quyidagi ifoda orqali aniqlanadi [4, 5]:

$$N(t) = \int_{E_v}^{E_c} N_{ss} \rho(E_{ss}, T, t) dE \quad (2.26)$$

(26) ifodada, N_{ss} ni qiymati energiyaga bog'liq bo'lmagan kattalik bo'lib, [1] da CV usulida hisoblangan sirt holatlar zichligiga teng. Shu bilan birga, biz taklif qilayotgan $N_{ss}(B)$ ham $B \rightarrow 0$ ga intilganda [1] da keltirilgan N_{ss} ga qaytadi. U holda, (21) ni (26) ga qo'yib va uni o'zgaras vaqt oralig'ida ($t = \text{const}$) sirt holatlarni energiya bo'yicha integrallanishini hisobga olsak, sirt holatlari soni quyidagicha aniqlanadi:

$$N(E, B, T) = \int_{E_v}^{E_c} N_{ss}(B) \rho(E_{ss}, T) dE_{ss} \quad (27)$$

Sirt holatlar soni $N(E, B)$ dan E_{ss} energiya bo'yicha hosilasi energetik sirt holatlar zichligi deb ataladi. Unda, (27) ni E_{ss} bo'yicha differentsiallashtirish natijasida (27) ifoda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$N_{ss}(E_{ss}, B, T) = \frac{dN(E_{ss}, B, T)}{dE_{ss}} \quad \text{yoki} \quad N_{ss}(E_{ss}, B, T) = \sum_{N_L=0}^{N_L} N_{ssL}(B) \frac{d\rho(E_{ss}, T)}{dE_{ss}} \quad (28)$$

N_L - Landau sathlari soni.

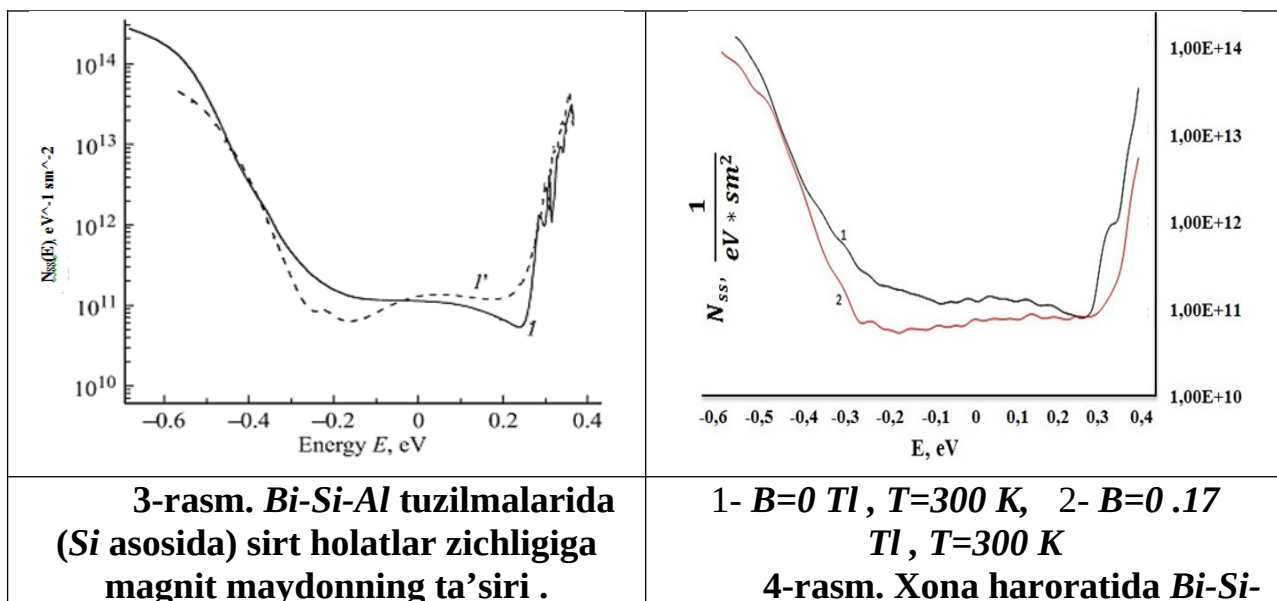
Ushbu keltirib chiqarilgan (28) formula energetik sirt holatlar zichligini haroratga bog'liqligiga kuchli magnit maydonning ta'sirini ifodalaydi.

Endi, taklif etilayotgan model asosida tashqi omillar ta'siridagi sirt holatlar zichligini aniqlashni yarimo'tkazgichli strukturalar uchun tadbiq etaylik. Jumladan,

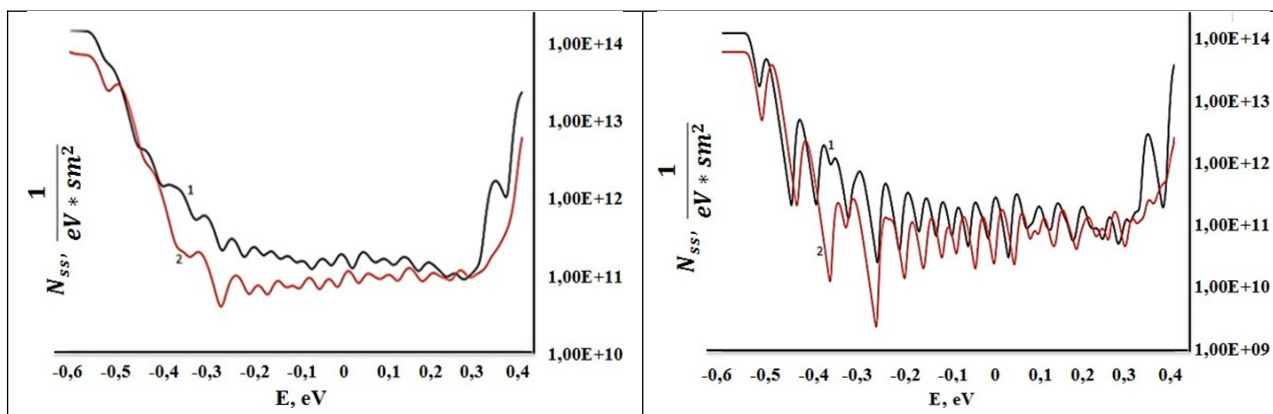
[15,16] ishlarda metall-oksid-yarimo‘tkazgich strukturalarda sirt holatlar zichligini radiatsiya va magnit maydonlarga bog‘liqligi bo‘yicha ta’siri tajriba natijalarida olingan. Ya’ni, [15] ishda *Bi-Si-Al* yarimo‘tkazgichli tuzilmani sirt holatlar zichligiga magnit maydon ta’siri hona haroratida aniqlangan [3-rasm]. 3-rasmda $N_{ss}(E)$ ni E ga bog‘liqligi $B=0$ va $B=0.17$ Tl magnit maydonlarda grafiklari keltirilgan. Ushbu rasmdan ko‘rinib turibdiki, magnit maydon ta’sir ettirilganda OY o‘qi bo‘ylab ($N_{ss} o‘qi$) siljishi tajribada kuzatilgan. Lekin, bu tajriba natijalari sabablari tushintiruvini mexanizmi ishlab chiqilmagan.

Lekin, biz taklif qilayotgan matematik model (28-formula) tajriba natijalarini izohlashga imkon beradi. Chunonchi, [15] da keltirilgan fizik parametrlarni (28) formulaga qo‘llash. Ya’ni, *Bi-Si-Al* (Si sirti) tuzilma uchun $E_g(0) = 1.12 \text{ eV}$, $B=0.17 \text{ Tl}$, $T=300 \text{ K}$, $\Phi=0.11 \text{ V}$. 2.4-rasmda, (28) formula bo‘yicha olingan $N_{ss}(B,T)$ ni turli magnit maydonlarga bog‘liqligi keltirilgan. Tajriba (3-rasm) va nazariya (4-rasm) grafiklarini solishtirilsa, albatta ba’zi qonuniyatlar bajarilganda, sifat jihatdan bir-biriga yaqin keladi.

Taklif qilinayotgan modelni yana bir afzalligi shundan iboratki, (28) formula yordamida tajriba natijalari past harorat va yuqori magnit maydonlarda hisoblash mumkin. 5-rasmda, $B=0$ va $B=0.17 \text{ Tl}$ magnit maydon induksiya qiymatlarida $N_{ss}(E,B,T)$ ni T ga bog‘liqligi keltirilgan. Harorat pasaygan sari, uzluksiz energetik spektrlarni diskret sathlarga ajralishi kuzatiladi.



1-$B=0$ Tl, 1`-$B=0.17$ Tl, $T=300$ K [15].	Al tuzilmasida (Si asosida) sirt holatlar zichligiga magnit maydonning ta'sirini modellashtirish. (28) formuladan foydalanib hisoblangan.
--	---



5-rasm. Magnit maydon ta'sirida *Bi-Si-Al* tuzilmasida (Si asosida) sirt holatlar zichligining haroratga bog'liqligini modellashtirish. (28) formula yordamida hisoblangan.

a) 1- $B=0$ T, $T=200$ K, 2- $B=0.17$ T, $T=200$ K

b) 1- $B=0$ T, $T=50$ K, 2- $B=0.17$ T, $T=50$ K

Xulosa

Yarimo'tkazgich-dielektrik chegarasidagi sirt holatlar zichligiga magnit maydonning ta'sirini hisoblovchi yangi analitik ifoda taklif qilindi. Yarimo'tkazgichli geterostrukturalarda sirt holatlar zichligini haroratga bog'liqligiga kuchli magnit maydonning ta'sirini aniqlovchi matematik model ishlab chiqildi.

Foydalanilgan adabiyotlar ro'yxati

1. Трегулов, В.В. Способ определения плотности поверхностных состояний в гетероструктурах CdS/Si(p) на основе анализа вольт-фарадных характеристик // Известия высших учебных заведений. Поволжский регион. Физико-математические науки. – 2012. – № 3 (23). – С. 124–132.

2. Трегулов, В.В. Исследование гетероструктур CdS/Si(p), изготовленных методом гидрохимического осаждения CdS // Вестник Рязанского государственного университета имени С. А. Есенина. – 2011. – Т. 32, № 3. – С. 169–179.

3. Трегулов, В.В. Особенности высокочастотной вольт-фарадной характеристики фотоэлектрического преобразователя солнечной энергии на

основе кремниевого р-п-перехода с антиотражающим слоем пористого кремния // Журнал технической физики, 2014, том 84, вып. 9.-С-153-154.

4. Гулямов Г., Каримов И.Н., Шарипбаев Н.Ю., Эркабоев У. Определение ППС на границу раздела полупроводник диэлектрик в структурах Al-SiO₂-Si и Al-SiO₂-n-Si<Ni> при низкой температуре // Узбекский физический журнал. - Ташкент, 2010 -12(№3), -С.143-146.

5. Гулямов Г., Шарипбаев Н.Ю.. Определение ППС границы раздела, полупроводник–диэлектрик, в МДП–структуре.// ФТП – Санкт Петербург, 2011. Т.45. №2. С. 178–182

6. Erkaboev U.I., Gulyamov G., Mirzaev J.I., Rakhimov R.G., Sayidov N.A. Calculation of the Fermi–Dirac Function Distribution in Two-Dimensional Semiconductor Materials at High Temperatures and Weak Magnetic Fields // Nano. 2021. Vol.16, Iss.9. Article ID pp. 2150102-1-2150102-8. <https://doi.org/10.1142/S1793292021501022>

7. Гулямов Г., Гулямов А.Г., Шарипбаев Н.Ю., Эркабоев У.И. Температурная зависимость ширины запрещенной зоны, обусловленная колебаниями решетки и тепловым уширением энергетических уровней // Узбекский Физический Журнал. 2018. Т.20. №1. С.9-17. (01.00.00, №5).

8. Gulyamov G., Erkaboev U.I., Gulyamov A.G., Magnetic Quantum Effects in Electronic Semiconductors at Microwave-radiation Absorption // Nano-Electron. Phys. 11 No1, 01020-1-01020-6 (2019) [https://doi.org/10.21272/jnep.11\(1\).01020](https://doi.org/10.21272/jnep.11(1).01020)

9. Erkaboev U.I., Gulyamov G., Mirzaev J.I., Rakhimov R.G., Sayidov N.A. Calculation of the Fermi–Dirac function distribution in two-dimensional semiconductor materials at high temperatures and weak magnetic fields // NANO: Brief Reports and Reviews. 2021. Vol. 16, No. 9. pp.2150102:1-10. (Scopus: CiteScore: 2.1. <https://www.scopus.com/sourceid/11300153732>

10. Erkaboev U.I., Gulyamov G., Mirzaev J.I., Rakhimov R.G. Modeling on the temperature dependence of the magnetic susceptibility and electrical conductivity oscillations in narrow-gap semiconductors // International journal of modern physics B. 2020. Vol. 34, No. 7. pp.2050052: 1-17. (Scopus: CiteScore: 2.1. <https://www.scopus.com/sourceid/28075>).

11. Gulyamov G., Erkaboev U.I., Rakhimov R.G., Sayidov N.A., Mirzaev J.I. Influence of a strong magnetic field on Fermi energy oscillations in two-dimensional semiconductor materials // Scientific Bulletin. Physical and Mathematical Research. 2021. Vol.3 Iss.1. pp.5-14 (01.00.00. №13).

12. Mirzaev J.I. Ikki o'Ichamli materiallarda Fermi energiya ossilyatsiyalariga kvantlovchi magnit maydonning ta'siri // NamDU ilmiy axborotnomasi. 2021. T.3. №6. 51-55 бетлар (01.00.00. №14).

13. И.А. Вайнштейн, А.Ф. Зацепин, В.С. Кортков О применимости эмпирического соотношения Варшни для температурной зависимости ширины запрещенной зоны // Физика твердого тела, 1999, том 41, вып. 6. С-94-98.

14. Пикус Г.Е. Основы теории полупроводниковых приборов. Москва: Наука. 1965. –448 с.

15. Б.В. Павлык, А.С. Грыпа, Д.П. Слободзян, Р.М. Лыс, И.А. Шикоряк, Р.И. Дидык, “Влияние магнитного поля на электрофизические свойства поверхностно-барьерных структур Bi-Si-Al”. // Физика и техника полупроводников, 2011, том 45, вып. 5, С-608-611.

16. R.E. Stahlbush, G.J. Campisi, J.B. McKitterick, W. Maszara, P. Roitman. Electron and hole trapping in irradiated SIMOX, ZMR and BESOI buried oxides // IEEE Trans. Nucl. Sci., 1992. Vol.39, pp.2086-2097.