

**p-TIPLI YARIMO`TKAZGICHNING SIRT HOLATLAR ZICHLIGIGA
HARORAT VA MAGNIT MAYDONINI TA'SIRI**

Erkaboyev Ulug'bek Inayatillayevich

Namangan muhandislik-texnologiya instituti, f.-m.f.d. professor

Dadamirzayev Muzaffar G'ulomqodirovich

Namangan muhandislik- texnologiya instituti, tayanch doktoranti

Tel: 994367755 e-mail: muzaffardadamir81@gmail.com

Annotasiya: Ushbu maqolada CdS/Si(p) material sirtining fizik xossalari o'rganildi. 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: geterostruktura, fotoelektrik o'zgartirgich, chuqur sathlar, sig'im-kuchlanish xususiyatlari, sirt holatlari, magnit maydon.

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

Эркабоев Улуғбек Инаятиллаевич

Наманганский инженерно-технологический институт, д.н.ф.-м. профессор

Дадамирзаев Музаффар Гуломкодирович

Наманганский инженерно- технологический институт, базовый
докторант

Тел: 994367755 e-mail: muzaffardadamir81@gmail.com

Аннотация: В данной статье исследованы физические свойства поверхности материала CdS/Si(p). Применена зависимость плотности поверхностных состояний полупроводника Si(p) p-типа от магнитного поля. Впервые разработана математическая модель, определяющая влияние температуры и магнитного поля на плотность поверхностных состояний полупроводника.

Ключевые слова: гетероструктура, фотоэлектрический преобразователь, глубокие уровни, вольт-фарадные характеристики, поверхностные состояния, магнитное поле.

**INFLUENCE OF TEMPERATURE AND MAGNETIC FIELD ON
THE DENSITY OF SURFACE STATES OF A p-TYPE SEMICONDUCTOR**

Erkaboev Ulugbek Inayatillaevich

Namangan Institute of Technology, DSc, fiz.-mat. Sciences, professor

Dadamirzayev Muzaffar Gulomkodirovich

Namangan Institute of Technology, doctoral student

Тел: 994367755 e-mail: muzaffardadamir81@gmail.com

Annotation: This article examines the physical properties of the surface of the CdS/Si(p) material. The dependence of the density of surface states of the p-type Si(p) semiconductor on the magnetic field is applied. For the first time, a mathematical model has been developed that determines the influence of temperature and magnetic field on the density of surface states of a semiconductor.

Key words: heterostructure, photoelectric converter, deep levels, capacitance-voltage characteristics, surface states, magnetic field.

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.

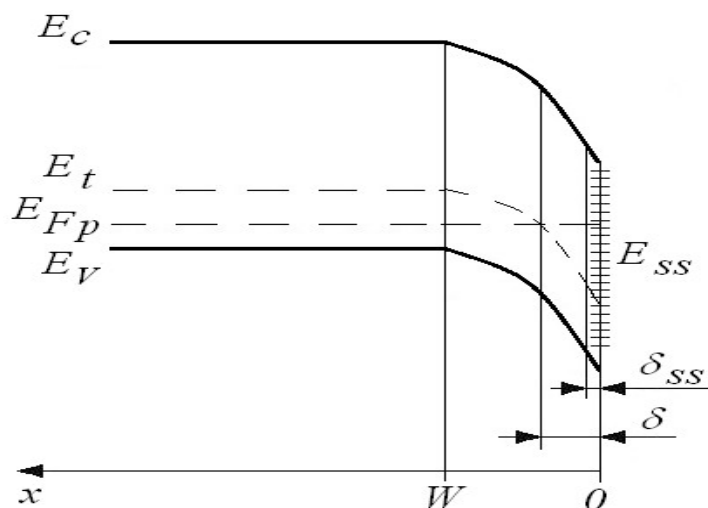
Bugungi kunda, sirt holatlar zichligini o'lchash, uni tashqi omillarga bog'liqligini aniqlash bo'yicha bir qator tadqiqotlar olib borilgan. Xususan, [1-3] ishlarda yarimo'tkazgichli strukturalarda sirt holatlar zichligini Volt-Farad usuli yordamida aniqlangan. Bunda sirt holatlarning zaryadi qo'llaniladigan 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 [4-7].

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 taqiqlangan 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] geterostrukturasi asosiy qismining 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 spinidan boshlab hisoblanadi.

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} – sirtidagi 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 sohasiga 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 sohasining 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 taqiqlangan 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 taqiqlangan zona kengligi haroratga, bosimga, magnit madonga va deformatsiyaga kuchli bog'liq bo'ladi. Jumladan, [8-11] ishlarda kvant o'rali geterostrukturali yarimo'tkazgichlarning taqiqlangan 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:

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

Bunda, $\hbar \omega_C^e = \hbar \frac{eB}{m_C^e}$; $\hbar \omega_C^p = \hbar \frac{eB}{m_C^p}$ – magnit maydon energiyasi;

$E_g(0)$ – $T=0$ K da taqiqlangan zona kengligi;

α_1, α_2 – Varshni emperik formulasidagi termik koeffisiyentlari;

N_L^e, N_L^p – o'tkazuvchanlik va valent zonlardagi Landau sathlari soni;

d – kvant o'raning qalinligi;

n_e, n_p – ruhsat etilgan zonlardagi o'lchamli kvantlar soni;

m_e, m_p – elektron va kovakning effektiv massalari.

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:

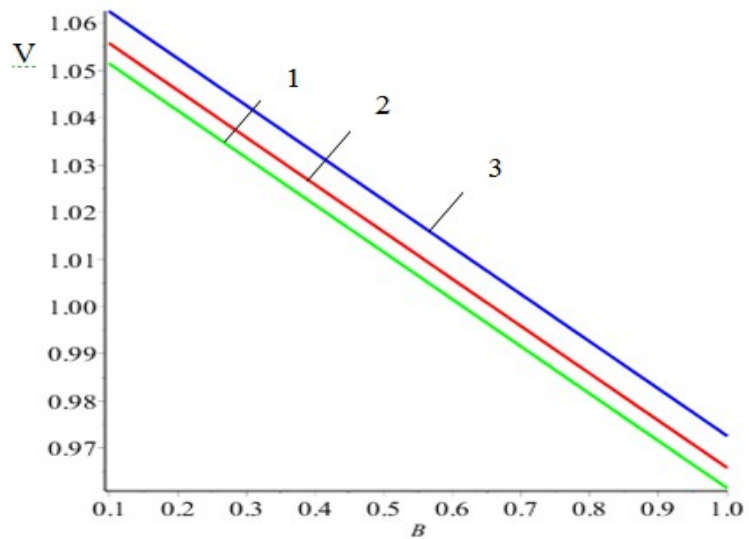
$$V_{SS}^{max}(B, T) = \frac{\left| q\Phi - \left(E_s(0) + \frac{\alpha_1 T^2}{\alpha_2 + T} + \hbar \frac{eB}{m_C^e} \left(N_L^e + \frac{1}{2} \right) + \hbar \frac{eB}{m_C^p} \left(N_L^p + \frac{1}{2} \right) \right) \right|}{q} \quad (5)$$

Tajribalarda CV usulida sirt holatlar zichligini xona xarorati ($T=300$ K) da hisoblandi. Chuqur energetik sathlarni hisobga olgan holda kontakt potentsiallar farqi effektiv qiymati $\Phi=0,11$ V [1] ga teng Kremniy uchun Varshni koefitsiyentlari $\alpha_1=7.021 \cdot 10^{-4}$; $\alpha_2=1108$ K; $E_g(0)=1.17$ eV [12].

Agar, $m_C^e=m_p^e=m_C^{\dot{e}}$ va birinchi Landau sathi uchun $N_L^e=N_L^p=0$ larni hisobga olsak, (5) ni quyidagicha yozish mumkin:

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

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



1-50K, 2- 100K, 3-150K

2-rasm. Maksimal kuchlanish siljishi V_{SS}^{max} ni magnit maydon induksiya B ga bog'liqlik grafigi.

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

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

bu yerda q_{pch} past chastotali CV hossalari belgilaydigan ion zaryadi; N_{ak} - akseptor kirishmalar konsentrasiyasi; N_t - chuqur sathlardagi elektronlar konsentrasiyasi; V_d - kontakt potentsiallar farqi; 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:

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

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

Bundan tashqari, sirtagi ionlashgan zaryad miqdori akseptorni va chuqur sathdagi konsentrasiyalar bilan bog`liqligi:

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

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

1-rasmga ko`ra δ ni quyidagicha aniqlanadi:

$$W-\delta=\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0q(E_t-E_{F_p})W}{q^2N_{ak}}} \quad (10)$$

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

$$W(V)=\frac{\varepsilon\varepsilon_0S}{C(V)} \quad (11)$$

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

$$\delta=\frac{\varepsilon\varepsilon_0S}{C(V)}-\sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0q(E_t-E_{F_p})W}{q^2N_{ak}}} \quad (12)$$

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

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

(13) dan:

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

kelib chiqadi.

(14) ni E_t ga nisbatan baholaymiz:

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

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

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

kelib chiqadi.

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

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

ifodani olamiz.

Geterochegaralarda 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  $\delta_{ss}$  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:

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

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

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

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

$$N_{ss}(B) = N_{ak} \left(\sqrt{\frac{2 \varepsilon \varepsilon_0}{q(N_{ak} + N_t)} \left(E_g(T) + \hbar \frac{eB}{m_c} \right)} - \sqrt{\frac{2 \varepsilon \varepsilon_0}{q N_{ak}} \left(E_g(T) + \hbar \frac{eB}{m_c} \right) - kT \ln \left(\frac{N_v}{N_{ak}} \right)} \right) - \sqrt{\frac{2 \varepsilon \varepsilon_0 (N_{ak} + N_t)}{q}} * \left(\sqrt{\Phi - \left(E_g(T) + \hbar \frac{eB}{m_c} \right)} - \sqrt{\Phi - \left(E_g(0) + \hbar \frac{eB}{m_c} \right)} \right) \quad (21)$$

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  $\alpha_1$  ning qiymati barcha materiallar uchun  $10^{-4}$  atrofida bo`ladi α_2 esa [12] 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 $kT \ln \left(\frac{N_v}{N_{ak}} \right)$ xad ham $N_{ss}(B)$ ni haroratga bogʻliqligi dinamikasiga deyarli taʼsir etmaydi. Sirt holatlar zichligini haroratga bogʻliqligini aniqlash uchun chuqur energetik sathlarda (taqiqlangan zona kengligining markaziga yaqin zonalar) zaryad tashuvchilarning termik generasiyalanish ehtimolligidan foydalaniladi.

Maʼlumki, sirt holatlarning boʻshalish ehtimolligi vaqtga, haroratga va taqiqlangan zona kengligining markazi tabiatiga bogʻliq. Chuqur sathlardagi E_{ss} energiyali sathning boʻshalish ehtimolligi quyidagi formula orqali [13] aniqlanadi: (1-rasm)

$$\rho(E_{ss}) = 1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau(E_{ss})}\right) \quad (23)$$

Bunda, $\tau(E_{ss})$ - chuqur energetik sohalarida 0 dan boshlab E_{ss} gacha elektronlarni boʻshalish vaqti. Albatta, E_{ss} ni qiymati ortishi bilan unga koʻproq vaqt ketadi. [14] ga koʻra (E_{ss}) funksiya E_{ss} va kT ga kuchli bogʻliq boʻladi:

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

Bunda, $\tau_0 = \gamma_n N_c$ - oʻzgarmas 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 boʻshalish ehtimolligini haroratga bogʻliqligini ifodalaydi.

Ilmiy adabiyotlardan maʼlumki, sirt holatlar sonini vaqtga bogʻliqligi quyidagi ifoda orqali aniqlanadi [4]:

$$N(t) = \int_{E_v}^{E_c} N_{ss} \rho(E_{ss}, T, t) dE \quad (26)$$

(26) ifodada, N_{ss} ni qiymati energiyaga bogʻliq boʻlmagan kattalik boʻlib, [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 qoʻyib va uni oʻzgarmas vaqt oraligʻida ($t = \text{const}$) 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 differensiallash natijasida (27) ifoda quyidagi ko'rinishga ega bo'ladi:

$$N_{ss}(E_{ss}, B, T) = \frac{dN(E_{ss}, B, T)}{dE_{ss}}$$

yoki

$$N_{ss}(E_{ss}, B, T) = N_{ss}(B) \frac{d\rho(E_{ss}, T)}{dE_{ss}} \quad (28)$$

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

Sirt holatlarni generatsiyalanish ehtimolligi ρ dan, yani (25) dan E_{ss} bo'yicha hosila olsak, u quyidagi ko'rinishga keladi:

$$\frac{d\rho(E_{ss}, B, T)}{dE_{ss}} = \frac{\frac{t}{\tau_0} * 1}{kT} \exp\left(\frac{1}{kT} E_{ss} - \frac{t}{\tau_0} \exp\left(\frac{E_{ss}}{kT}\right)\right) \quad (29)$$

$$\lim_{T \rightarrow 0} \frac{d\rho(E_{ss}, T)}{dE_{ss}} = \delta(E - E_{ss}) \quad (30)$$

(30) dan ko'rinib turibdiki, T harorat absolyut nolga yaqinlashganda (29) funksiya delta-funksiyaga aylanadi.

Bundan tashqari, [15] adabiyotda, diskret energetik sathlar mavjud bo'lganda, sirt holatlar zichligi $E = E_t$ (yani, bizdagi E_{ss}) da delta-funksiyaga o'xshash xususiyatlarga ega bo'ladi:

$$N_{ss}(E_{ss}) = N_{ss} \delta(E - E_{ss}) \quad (31)$$

Demak, biz taklif qilayotgan model (29) va (30) larga asosan (31) ni qanoatlantirayotganligi uchun, tajriba natijalarini tushuntirishga asos bo'la oladi. (28) formula faqat bitta E_{ss} energetik sath uchun o'rinli. Bizga ma'lumki, markazga yaqin chuqur energetik sathlar soni n ta bo'lishi mumkin. U holda, matematik modelni umumiy ko'rinishi quyidagicha bo'lishi mumkin:

$$N_{ss}(E_{ss}, B, T) = \frac{\sum_{i=1}^n N_{ss}(B) * dp(E_{ssi}, B)}{dE_{ss}} \quad (32)$$

Xulosa

Geterostrukturali yarimo`tkazgichlar uchun maksimal kuchlanish siljishi V_{ss}^{max} ni magnit maydon induksiyasi B ga bogliqlik matematik modeli ishlab chiqildi. Olingan matematik model yordamida q_{pch} past chastotali CV hosalarini belgelaydigan ion zaryadini, sirtidagi ionlasgan zaryad miqdori akseptorni va chuqur sathdagi konsentrasiyalar bilan bo`lig`lik ifoda ishlab chiqildi.

p-tipli yarimo`tkagichli materiallarning sirt holatlar zichligining  $N_{ss}(E, B, T)$  harorat va magnit maydoniga bog`liqligi tadqiq etildi. $N_{ss}(E, B, T)$ ni hisoblash metodikasi CV usuli yordamida ishlab chiqildi va sirt holatlarining kuchlanishga bog`liq bo`lgan har xil turdagi keskin geteroo`tishlar uchun qo`llash imkoniyati tug`ildi. Yarimo`tkazgichni ta`qiqlangan zona kengligining magnit maydon bo`yicha o`zgarishi  $E_s(B)$ ,  $N_{ss}(E, B, T)$  ni OY o`qi bo`yicha siljishiga olib keldi.  $N_{ss}(E, B, T)$  ni  $E_s(B)$  bo`yicha hisoblashni yangi matematik modeli 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 / В. В. Трегулов // 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 / В. В. Трегулов // Вестник Рязанского государственного университета имени С. А. Есенина. – 2011. – Т. 32, № 3. – С. 169–179.
3. Берман, Л. С. Емкостная спектроскопия глубоких центров в полупроводниках/ Л. С. Берман, А. А. Лебедев. – Л. : Наука, 1981. – 176 с.
4. Гулямов Г., Шарипбаев Н.Ю.. Определение ППС границы раздела, полупроводник–диэлектрик, в МДП–структуре.// ФТП – Санкт Петербург, 2011. Т.45. №2. С. 178–182
5. Gulyamov G., Erkaboev U.I. Determination effective masses of electrons with the help of the oscillations Shubnikov-de Haas // New trends of developing fundamental and applied physics: problems, achievements and prospects: International symposium. November 10-11. 2016. –Tashkent. –P.91-93

6. Gulyamov, G., Gulyamov, A. G., Ergashev, A. Q., & Abdulazizov, B. T. (2015). The Use of Phase Portraits for the Study of the Generation-Recombination Processes in Semiconductor. *Journal of Modern Physics*, 6(13), 1921.
7. 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>)
8. 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>).
9. Gulyamov, G., & Abdulazizov, B. T. (2016). On the thermodynamics of a two-dimensional electron gas with non-parabolic dispersion. *World Journal of Condensed Matter Physics*, 6(4), 294-299.
10. Abdulazizov, B. T. (2022). Cyclotron mass of an electron in strong magnetic fields in a wide InAs quantum well. *Eurasian Journal of Physics and Functional Materials*, 6(1), 32-37.
11. Абдулазизов, Б. Т., Тохиржонов, М. С., & Байматов, П. Ж. (2016). О статистике электронов в квантовой яме InAs/AlSb. *Архивариус*, (3 (7)), 6-9.
12. И.А. Вайнштейн, А.Ф. Зацепин, В.С. Кортов // О применимости эмпирического соотношения Варшни для температурной зависимости ширины запрещенной зоны. *Физика твердого тела*, 1999, том 41, вып. 6. С-94-98.
13. Носов Ю.Р., Шилин В.А. Основы физики приборов с зарядовой связью. Москва. Наука. 1986. – 362 с.
14. Пикус Г.Е. Основы теории полупроводниковых приборов. Москва: Наука. 1965. –448 с.
15. Бонч-Бруевич, Калашников С.Г. Физика полупроводников. М. Наука, 1977. 550 С.