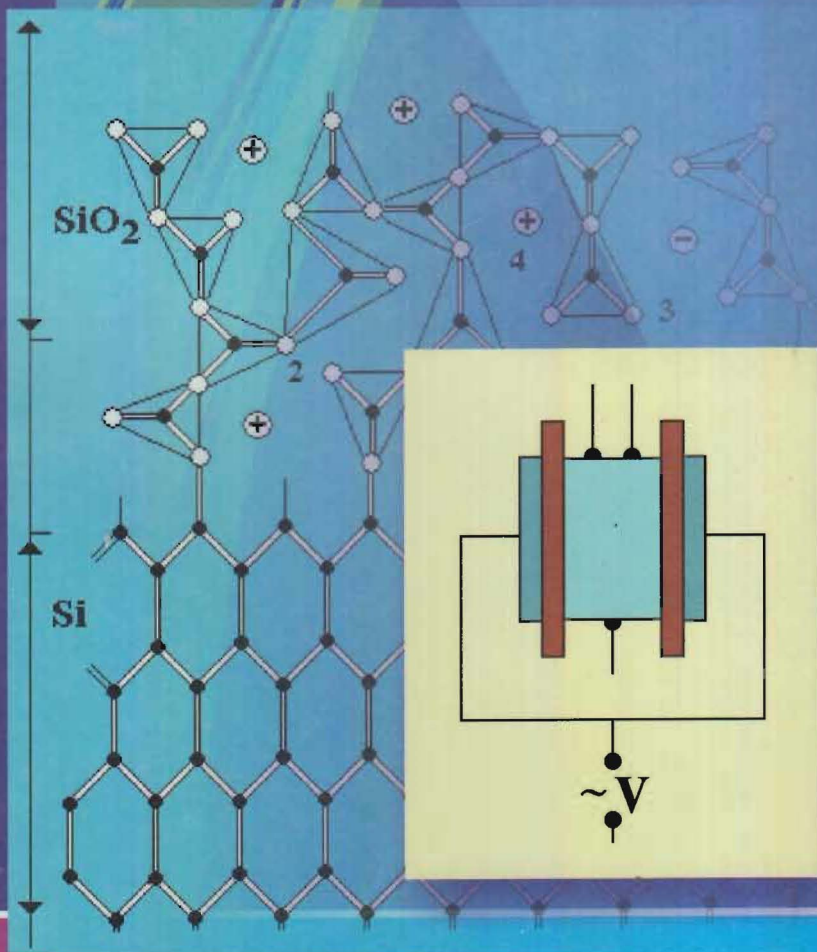


YARIMO'TKAZGICHLAR SIRT FIZIKASI



22.379
Ya 23

**O‘ZBEKISTON RESPUBLIKASI OLIY VA O‘RTA MAXSUS
TA‘LIM VAZIRLIGI**

**A. TESHABOYEV, S. ZAYNOBIDINOV, S. VLASOV,
I. KARIMOV, V. ABDUAZIMOV**

**YARIMO‘TKAZGICHLAR
SIRTI FIZIKASI**

*O‘zbekiston Respublikasi Oliy va o‘rta maxsus ta‘lim vazirligi
oliy o‘quv yurtlari talabalari uchun o‘quv qo‘llanma sifatida
tavsiya etgan*



22.379
Ya73

Taqrizchilar: **N. Rahimov** – fizika-matematika fanlari doktori,
NamDU kafedra mudiri, professor,
E.A. Musayev – fizika-matematika fanlari nomzodi,
AndDU dotsenti.

Mas'ul muharrir: **M.K. Bahodirxonov** – fizika-matematika fanlari
doktori, ToshDTU kafedra mudiri, professor.

Ushbu o'quv qo'llanma yarimo'tkazgichli kristallar sirtining tuzilishi, ulardagi fizik va kimyoviy jarayonlar, sirdagi holatlarning tabiati, ularga atrof-muhitning ta'siri, sirdagi holatlarning elektron asboblarda ishlashiga ta'siri va ularni tadqiq etish usullarini o'rganishga bag'ishlangan.

O'quv qo'llanma oliy o'quv yurtlarining yarimo'tkazgichlar, mikroelektronika va avtomatika, elektron asboblarda hamda boshqa sohalar bo'yicha tahsil olayotgan talaba va aspirantlarga, shuningdek, o'qituvchi va mutaxassislariga mo'ljallangan.



SO‘ZBOSHI

Hozirgi kunda yarimo‘tkazgichlar sirti fizikasi fan va texnika-ning eng jadal rivojlanayotgan sohasi hisoblanadi. Ushbu hol yarimo‘tkazgichlar sirtlari va yarimo‘tkazgichlarning boshqa muhitlardan ajralish chegaralari xossalarning yarimo‘tkazgich hajmida kuzatiladigan xossalardan sezilarli ravishda farqlanishi bilan bog‘liqdir. Ushbu farqlar bir qator omillarga bog‘liq bo‘lib, ularning asosiylari yarimo‘tkazgich panjarasi davriy strukturasi uzilishi va sirt oldi sohadagi kristall strukturaning qayta qurilishidan iborat. Yarimo‘tkazgich sirtida uzilgan valent aloqalar bog‘lanishlarining mavjudligi, shuningdek, ajralish chegarasining boshqa tomonida g‘alayonlanuvchi potensialning mavjudligi yarimo‘tkazgich sirt oldi sohasidagi potensial rel-yefning o‘zgarishiga olib keladi. Bundan ajralish chegaralarining mavjudligi yarimo‘tkazgichning optik, elektrik, mexanik va boshqa xossalari ta’sir ko‘rsatishini bilib olish mumkin.

Ajralish chegaralarining yarimo‘tkazgichlarning fizik xossalari ta’siri qattiq jismlar elektronikasida yorqin kuzatiladi, chunki bu yerda turlicha ajralish chegaralari (yarimo‘tkazgich-metall, yarimo‘tkazgich-dielektrik va yarimo‘tkazgich-yarimo‘tkazgich turdagi) yarimo‘tkazgich asboblari va integral sxemalarning strukturaviy elementlarining ajralmas elementlaridir. Yarimo‘tkazgichlar sirti va yarimo‘tkazgich-dielektrik ajralish chegarasi xarakteristikalarini, shuningdek, ushbu xarakteristikalarga turlicha (temperatura, nurlanish, bosim va h.k.) omillar ta’sirini tadqiqlash zamonaviy yarimo‘tkazgichlar fizikasining dolzarb masalasidir.

Ushbu o‘quv qo‘llanmada oliy o‘quv yurtlarida o‘qitiladigan yarimo‘tkazgichlar sirt fizikasidagi yuqorida qayd etilgan masalalar atroflicha qamrab olingan.

Ushbu o‘quv qo‘llanmadan talabalar o‘tilgan mavzularni yanada mukammal bilishlari uchun har bir bob oxirida savol va topshiriqlar

berildi. Talabalar savollarga javob topish maqsadida o‘tilgan mavzuni yana bir marta o‘qib chiqadilar va mavzuga doir bilimlarini mustahkamlaydilar. Bundan tashqari, qo‘llanma so‘ngida o‘tilgan mavzularga doir masalalar va ularning yechimlari berildi. Shuningdek, fizik kattaliklar birliklari keltirildi. O‘ylaymizki, bular talabalarga yarimo‘tkazgichlar sirti fizikasini yanada to‘liqroq tushunib olishlarida yordam beradi. Ushbu o‘quv qo‘llanma qo‘lyozmasini o‘qib chiqib, uni yanada yaxshilashga doir fikr-mulohazalarini bildirgan barcha do‘stlarimizga minnatdorchilik bildiramiz.

Mualliflar.

I BOB. YARIMO'TKAZGICHLAR SIRTIDA ELEKTRONLAR HOLATLARI

KIRISH

Yarimo'tkazgichlar sirti fizikasiga qiziqishning paydo bo'lishi sirtida yuz beradigan hodisalarning yarimo'tkazgich hajmidagi jarayonlarga, shuningdek, ko'pchilik yarimo'tkazgichli asboblarning ishiga ta'siri aniqlanganligi bo'ldi. Hozirda yarimo'tkazgichlar elektronikasida kichik hajmli tranzistor, sig'im, induktivlik va boshqa elementlarni ko'p miqdorda o'z ichiga olgan integral mikrosxemalardan iborat bo'lgan tuzilmalar keng miqyosda ishlab chiqarilishi, ularning turli sohalarga (kompyuterlar, televizorlar, aloqa va energetik qurilmalar) joriy qilinishi yarimo'tkazgichlar sirti fizikasini astoydil o'rganish masalasini dolzarb qilib qo'ymoqda, chunki qo'llaniladigan yarimo'tkazgich elementlar hajmining tobora kichrayib borishi ular sirtining ahamiyatini kundan kunga oshirmoqda.

Yarimo'tkazgich kristalining sirtida uzoq (diskret) va uzluksiz ravishda taqsimlangan energetik sathlar tizimi mavjud. Ularning kelib chiqish sabablari turlicha. Biz quyida ularni ayrim-ayrim ko'rib chiqamiz.

Sirtidagi mahalliy energetik sathlar va ulardagi sirtidagi zaryadi sirt yaqinida energiya sohasini egadi. Bu esa kristallar elektr o'tkazuvchanligini, chiqish ishini, fotoelektrik xossalarni o'zgartirib yuboradi.

Yarimo'tkazgichlar sirti ta'sirini o'rganish ko'pgina hodisalarni aniqlashga yordam beradi. Sirtning holati kristall hajmida sodir bo'ladigan jarayonlar qanday borishini ko'rsatadi. Masalan, sirtidagi sathlar rekombinatsiya markazlari bo'lib, namunada muvozanatsiz zaryad tashuvchilarning yashash davriga ta'sir ko'rsatishi mumkin. Sirtidagi sochilish masalalarini o'rganish ham muhim muammolardan biridir. Sirtidagi hodisalarni o'rganish yarimo'tkazgichlar fizikasining muhim va dolzarb masalalaridan biri hisoblanadi. Bundan tashqari, yarimo'tkazgichlar sirti xossalarni o'rganish fizik kimyoning ba'zi masalalarini, xususan, kataliz muammolarini hal qilishda ham zarur. Sirtning holati quyosh energiyasidan foydalanishga mo'ljallangan asboblarning va qurilmalarning

ishida alohida ahamiyatga ega. Umuman olganda, sirtidagi holatlar yarimo'tkazgichli diodlar, tranzistorlar ishlashida muhim ahamiyatga ega.

Asboblarni tashqi ta'sirdan himoyalash uchun ularning sirti atrofidagi muhitdan ajratish (saqlash) muammosi ham eng zarur amaliy vazifalardanidir. Hozirda kristallarning atomar toza sirtini hosil qilish mumkin. Bunday holatni nazorat qilish usullari ham ishlab chiqilgan.

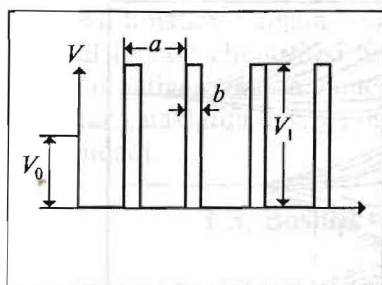
Yarimo'tkazgichlar sirti fizikasini o'rganishda ko'plab ijobiy natijalarga erishildi. Bu sohada tadqiqotlar davom etmoqda, chunki texnika va texnologiyaning rivoji, yarimo'tkazgichlar elektronikasining tez o'sishi yangidan yangi masalalarni hal etishni vazifa qilib qo'y-moqda.

1.1. Tammning sirt holatlari nazariyasi

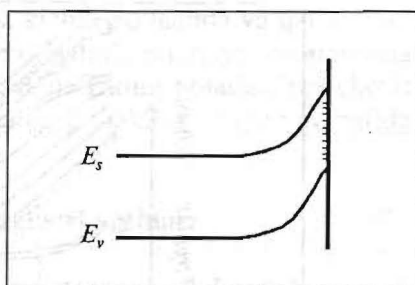
1932-yilda I.E. Tamm cheksiz va chekli kristalda elektronlarning energetik spektri muhim darajada turlicha bo'lishligini ko'rsatgan. Cheksiz kristaldagi elektronlarning ruxsat etilgan energiyalari sohalardan boshqa chekli kristalda uning uzilishi natijasida elektronlar uchun yangi energetik holatlar paydo bo'ladi. Bu holatlarga mos keladigan to'lqin funksiyalari kristall chegarasida eng katta (maksimal) bo'lib, kristallning ichiga va vakuum tomonga o'tgan sari so'nib boradi.

Agar kristall chegaralangan va chetki elementar yacheykadagi potensial to'siq kristall ichidagisidan farqli bo'lsa, cheksiz kristall ichida taqiqlangan holatlar o'rniga chekli kristallar sirtida ruxsat etilgan energetik holatlar vujudga kelishi mumkin. Ma'lumki, har qanday kvant tizimning energetik spektrini hosil qilish uchun Shredinger tenglamasini yechish kerak. Buning uchun to'lqin funksiya tanlashdan tashqari kristall ichidagi potensial o'zgarishini bilish kifoya (1.1-rasm).

E.I. Tamm o'zining birinchi hisobida bir o'lchovli masalani yechishda Kronig-Pennining kuchsiz bog'langan elektronlar modelini qabul qilgan. Bunda eng chetki potensialning ichki to'siqlardan farqi bo'lgan. Shu tarzda Tamm sathlar energiyasini aniqlash uchun tenglama yaratdi.



1.1-rasm.



1.2-rasm.

Sirt elektron holatlar nazariyasining keyingi rivojida nazariya uch o'lchovli fazo holini umumlashtirishi, tadqiqlashi, shuningdek, kristall ichidagi davriy potensialning turli ko'rinish hollari qarab chiqildi.

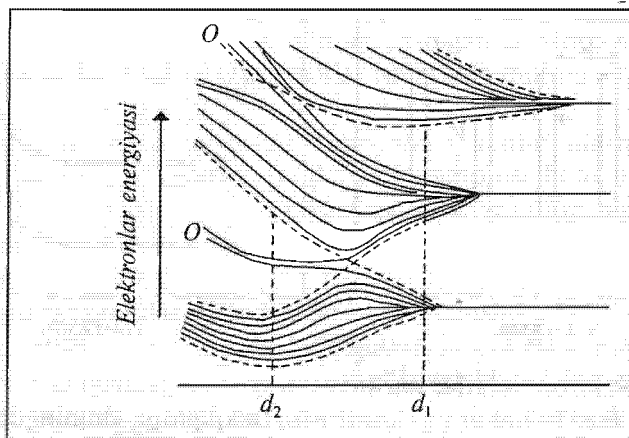
Cekli muntazam kristall sirtida kristall atomlarining davriy joylashishi kesilganligi oqibatida uzuq-uzuq elektron energiyalari holatlari spektri vujudga keladi. Bu holatlar *Tamm holatlari (sathlari)* deyiladi.

Tamm holatlari zichligi (konsentratsiyasi) sirdagi atomlar zichligi yordamida aniqlanadi, ya'ni bu zichlik $\sim 10^{15} \text{ sm}^{-2}$ tartibda bo'ladi. Bunday zichlik mavjud bo'lganida sirdagi energetik sohalar paydo bo'ladi (1.2-rasm).

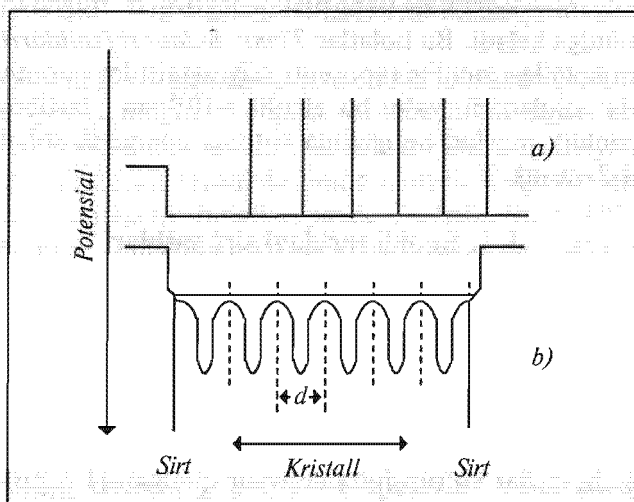
1.2. Shokli turidagi sirt sathlari

Shokli turidagi sirt sathlari ham, Tamm sathlari kabi, sirda davriy potensialning chegaralanishi oqibatida vujudga keladi. Ammo Tamm va Shokli sirt sathlarining kelib chiqishi sabablari turlichadir. Shokli modelida 8 atomdan iborat bir o'lchamli chekli zanjir qaralgan. Davriy potensial har bir atomga nisbatan simmetrik bo'lgan ixtiyoriy potensial chuquurlar ko'rinishida tasavvur qilingan (1.3-rasm).

Eng muhimi, potensial o'ra buzilmagan, uning shakli ichki chuquurlarnikidan farq qilmaydi. Shokli bunday zanjircha uchun elektronlar energiyalari spektrini topgan va bu spektrning panjara doimiysi cheksizidan to kichik kattalikkacha kichrayganida qanday o'zgarishini o'rgangan. Zanjirchadagi atomlar orasidagi masofa katta bo'lganda tizimning energetik spektri ayrim atomlar uchun diskret (uzuq-uzuq) sathlar ko'rinishida bo'ladi va har bir sath sakkiz karra aynigan bo'ladi.



1.3-rasm.



1.4-rasm.

Panjara doimiysi kamaya borgan sari ayrim sathlarga parchalanadi, bunda d_1 dan kichik bo'lgan atomlararo masofalarda sathlar kesishadi.

Bu holda kristallning taqiqlangan sohasida ikkita sath paydo bo'ladi, ulardan biri pastki ruxsatlangan sohada, ikkinchisi yuqorigi sohada hosil bo'ladi (1.4-rasm).

Shokli holatlari panjara doimiysi kichik bo'lganda va qat'iy davr potensial (chetki chuqurniki ham) bo'lganida energiya sohalarining kesishishi natijasi sifatida vujudga keladi. Tamm holatlari esa chetki elementar kataklarda davriy potensialning shakli o'zgarishi oqibatida kelib chiqadi.

1.3. Boshqa turdagi sirt sathlari

Tamm va Shokli turidagi sathlar muntazam kristall sirtida mavjud bo'lishi mumkin. Muayyan texnologiya bo'yicha olingan yarimo'tkaz-gich kristalining haqiqiy sirtida mazkur holatlardan boshqa elektronlar uchun energetik holatlar ham vujudga kelishi mumkin. Masalan, sirtida joylashib olgan kirishma atomlari, kristall panjarasining sirt nuqsonlari, dislokatsiyalar va h.k.lar ana shularga sabab bo'ladi. Sirdagi holatlarni keltirib chiqaradigan muhim sabablardan biri sirtga yot atomlarning adsorblanishi (yopishib olishi) bo'lib, bunda sirt sathining energetik vaziyati panjara parametrlariga, shuningdek, adsorblanuvchi modda (adsorbant) ga bog'liq bo'ladi. Tabiiyki, bu hollarda sirdagi sathlar zichligi har xil bo'ladi. Zichligi katta bo'lganda bu sathlar ham energetik sohalar tashkil qilishi mumkin.

? Savol va topshiriqlar

1. Tamm sirt holatlari paydo bo'lishining sababi nimada?
2. Shokli turidagi sirdagi holatlar nima sababdan kelib chiqadi?
3. Tamm va Shokli sathlaridan boshqa sathlarni hosil qiluvchi sabablarni aytib bering.

II BOB. YARIMO‘TKAZGICHLAR SIRTIDA FAZOVIIY ZARYAD SOHASI

Kristall sirtida energetik sathlarning borligi ularda elektr zaryad hosil bo‘lishiga olib keladi. Kristallning haqiqiy sirti unda oksid qatlami hosil bo‘lishi, atrof-muhit bilan o‘ralganligi, ionlar adsorblanishi natijasida zaryadlanib qolishi mumkin.

Erkin zaryad tashuvchilar kristall hajmidan uning sirti sohasiga tortiladi. Shu tufayli qo‘sh zaryadlangan qatlam hosil bo‘ladi.

Faraz qilaylik, sirdagi har bir atom bitta sirt sathini beradi. Bu sathlar zaryadlangan bo‘lsin, bu holda ularning zichligi taxminan 10^{15} sm^{-2} bo‘ladi.

Metallarda erkin elektronlar zichligi hajmi 10^{22} sm^{-3} , bir atom tekislikda 10^{14} sm^{-2} chamasida bo‘ladi. Metallda sirdagi zaryadni kamaytirish uchun 10 atom tekislikdagi, ya‘ni 10^{-7} sm qatlamdagi erkin zaryadlar ishtirok etishi kifoya. Bu hajmiy zaryad qatlami metall xossalari muhim ta‘sir ko‘rsatmaydi.

2.1. Yarimo‘tkazgichlar sirtidagi fazoviy zaryad qatlami

Yarimo‘tkazgichlarda metalldagiga nisbatan erkin zaryad tashuvchilar zichligi ancha kichik. Masalan, n -tur yarimo‘tkazgichda erkin elektronlar zichligi $n=10^{15} \text{ sm}^{-3}$ yoki bir atom tekislikka $N_1=10^7 \text{ sm}^{-2}$ to‘g‘ri keladi desak, sirdagi sathlar zichligi $N_{ss}=10^{11} \text{ sm}^{-2}$ bo‘lsa, sirt zaryadini neytrallashtirish uchun 10^{-4} sm qalinlikdagi qatlamdan, ya‘ni 10^4 chamasidagi atom tekislikni o‘z ichiga olgan qatlamdan erkin zaryad tashuvchilar uzoqlashtirilishi kerak bo‘ladi. Bu qatlam *fazoviy zaryad qatlami* deyiladi. Erkin zaryad tashuvchilar zichligi yana ham kam bo‘lgan yarimo‘tkazgichlarda fazoviy (hajmiy) zaryad qatlami ancha ichkariga kirishi mumkin.

Shunday qilib, yarimo‘tkazgichlarda sirt fazoviy zaryad qatlami mavjud bo‘lib, u yarimo‘tkazgichlar xossalari ta‘sir ko‘rsatishi mumkin. Bu sohada energiya sohalari egiladi. Ordinata o‘qi bo‘yicha kristalda elektronlarning potensial energiyasi, absissa o‘qida esa sirtidan kristall ichiga tomon masofa qo‘yilgan (2.1-rasm).

Fazoviy zaryad sohasi chuqurligi xususiy yarimo'tkazgich uchun Debay ekranlash uzunligi L ga teng deb olinadi:

$$L = \sqrt{\frac{\epsilon kT}{2\pi e n_i}}, \quad (2.1)$$

bunda, ϵ – dielektrik doimiyligi, n_i – xususiy yarimo'tkazgichda zaryad tashuvchilar zichligi, e – elektron zaryadi.

Yarimo'tkazgich sirti yaqinida fazoviy zaryad sohasi hosil bo'lishi mumkin. Kristaldagi bu soha yarimo'tkazgichlarning ko'p xossalari ta'sir ko'rsatadi. Shuning uchun yarimo'tkazgich sirtining fazoviy zaryad qatlami o'rganiladi.

Fazoviy zaryad sohasi umumiy nazariyasini Garret va Brattayn ishlab chiqqan. Bu nazariya asosida olib borilgan tadqiqotlar yarimo'tkazgich kristali sirti elektron tuzilishi haqida miqdoriy ma'lumotlar olish imkonini berdi. 2.2-rasmda n -turidagi yarimo'tkazgich sirti yaqinidagi sohaning energetik diagrammasi keltirilgan. Bu yerda, ϕ – elektrostatik potensial, u energiya sohalari egilishini ifodalaydi: ϕ_0 – hajmdagi potensial, uni taqiqlangan soha o'rtasiga mos potensialga teng deb qabul qilingan; mazkur potensialning sirdagi qiymati – ϕ_s ; F_0 – yarimo'tkazgich hajmdagi fermiy sathi; Y_s – sirda energiya sohalari egilishi kattaligi. Sirdagi elektrostatik potensial sathidan Fermi sathigacha masofa F_s ni ba'zan sirt potentsiali deyiladi.

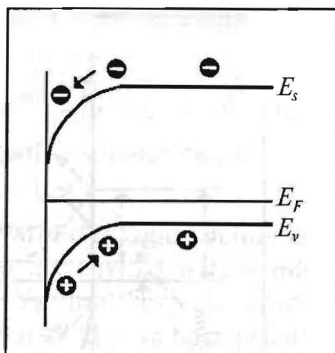
Mazkur nazariya o'z oldiga quyidagi masalalarni qo'yadi:

- 1) fazoviy zaryad $\phi(x)$ potentsiali qanday o'zgarib borishini aniqlash;
- 2) sirt yaqini sohasida hajmdagiga nisbatan ortiqcha zaryad tashuvchilar zichligini, hajmiy zaryad kattaligini va ular aniqlaydigan sirt $\Delta\delta_s$ o'tkazuvchanlikni topish.

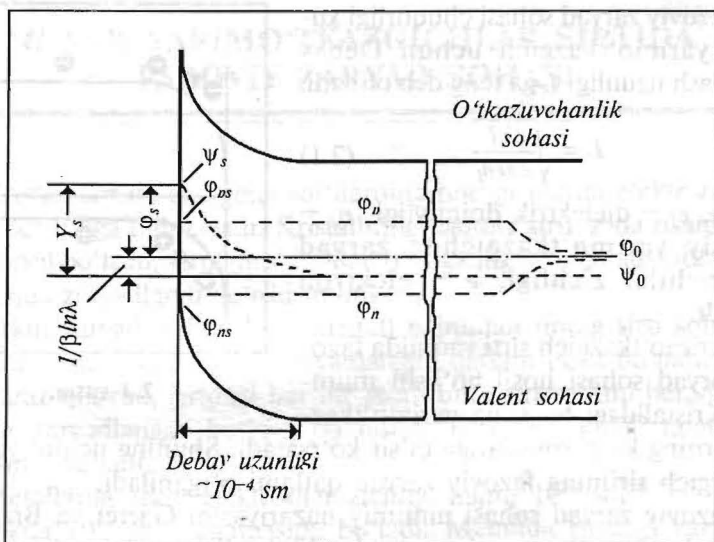
Nazariyada ushbu farazlar qabul qilingan:

1) yarimo'tkazgich hajmida kirishmalar zichligi kichik, binobarin, yarimo'tkazgich aynimagan va sohalardagi elektronlar hamda kovaklarga nisbatan klassik Bolsman statistikasini qo'llash mumkin;

2) sirt yaqinida sohalari egriligi yetarlicha kichik, bu joyda ham yarimo'tkazgich aynimagan, sirt yaqinida sohalari chegarasi Fermi sathidan yetarlicha uzoqda;



2.1-rasm.



2.2-rasm.

3) kristall hajmida kirishmalar to'la ionlashgan deb hisoblanadi. Kremniyda III va V guruh elementlar kirishmalari sathi xona temperaturasida (300 K) to'la ionlashgan bo'ladi. Sirt yaqinida elektrostatik potensial $\varphi(x)$ ning o'zgarishi qonuniyatini topish uchun *Puasson tenglamasini* yechish kerak:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{4\pi}{\epsilon} \rho(x), \quad (2.2)$$

bunda, ϵ – dielektrik doimiy, $\rho(x)$ – zaryadlar zichligi.

O'lchamsiz kattaliklar kiritiladi:

$$Y = \frac{e}{kT} (\varphi - \varphi_0) = \beta(\varphi - \varphi_0), \quad \lambda = \left(\frac{F_0}{n_0} \right)^{1/2},$$

$$P = \beta(F_D - F_0), \quad N = \beta(F_n - F_0),$$

bunda, $\beta = \frac{e}{kT}$, F_D , F_n – Fermi kvazi sathlari.

Puasson tenglamasini taqriban yechish ancha murakkab. (2.2) tenglama ba'zi hisoblashlardan keyin

$$\frac{dY}{dx} = \pm \frac{2}{L} \Phi(Y, \lambda, P, N) \quad (2.3)$$

ko'rinishga keladi. Bunda $\Phi(Y, \lambda, P, N)$ qavs ichidagi argumentlar-ning muayyan funksiyasi:

$$\Phi(\cdot) = \left[\lambda e^{\rho} (e^{-4} - 1) - \lambda^{-1} e^{-N} (1 - e^{+4}) + (\lambda - \lambda^{-1}) Y \right]^{\frac{1}{2}}. \quad (2.4)$$

Sirtning energetik sxemasidan sirt yaqinida sohalar egilishi:

$$Y_s = \beta(\varphi - \varphi_0) = \beta F_s + \ln \lambda \quad (2.5)$$

ko'rinishda ifodalanishi mumkin. Xususiy yarimo'tkazgich uchun $\lambda=1$ va $Y_s = \beta F_s$. Yarimo'tkazgich qay darajada xususiyligidan farq qilsa, $Y_s = \beta F_s$ shuncha bir-biridan farq qiladi. Yarimo'tkazgich sirtidagi o'tkazuvchanlik, ortiqcha zaryad tashuvchilar zichligi va boshqa kattaliklar βF_s ga bog'liq ravishda qaraladi.

2.2. Fazoviy zaryad sohasining ko'rinishi

(2.3) tenglamadan

$$x = \frac{1}{2} L \int_0^{Y_s} \frac{1}{F(Y, \lambda, P, N)} dY \quad (2.6)$$

kelib chiqadi. Tenglamadagi integrallash bajarilsa, sathiy potensial φ ning x ga bog'liqligi topilgan bo'lardi. Ammo bu hisob ancha murakkab. Buning o'rniga fazoviy zaryad qatlamini bir necha alohida sohalarida $\varphi(x)$ funksiyasini topish qulayroqdir. Odatda uch soha: siyraklashtirilgan soha, inversion qatlam va boyitilgan-soha ko'rib chiqiladi.

1. Siyraklashtirilgan sohada sohalardagi erkin zaryad tashuvchilar zichligi kompensirlanmagan kirishmalar zichligidan ancha kichik bo'ladi. Agar n -turdagi yarimo'tkazgichda sohalar yuqoriga egilgan ($Y_s < 0$) bo'lsa, p -turdagi yarimo'tkazgichda sohalar pastga ($Y_s > 0$) egilgan bo'lsa, siyraklashtirilgan sohasi vujudga keladi.

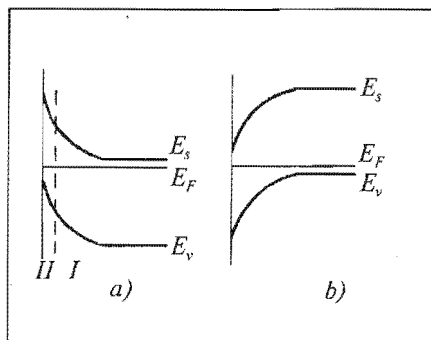
Bu sohada $F(Y, \lambda, P, N)$ funksiyada birinchi va ikkinchi hadlar uchinchidan kichik, binobarin:

$$\frac{dY}{dx} = \pm \frac{2}{L} (Y, \lambda - \lambda^{-1}) \frac{1}{2} Y \frac{1}{2} \quad (2.7)$$

musbat ishora sohalar yuqoriga, manfiy esa sohalar pastga egilgan hollar uchun. (2.7) ifoda integrallangandan so'ng quyidagi ifoda

$$Y = Ax^2 \quad (2.8)$$

kelib chiqadi. Ammo bu qonuniyat bajariladigan soha torginadir (2.3-rasm, a, b).



2.3-rasm.

2. Endi n -turdagi yarimoʻtkazgichni koʻrib chiqamiz. Sohalarining yuqoriga katta egilgani holda valent soha oʻtkazuvchanlik sohasiga nisbatan Fermi sathiga yaqinlashgan boʻlsin.

Bu qatlamda kovak oʻtkazuvchanlik elektron oʻtkazuvchanlikdan katta boʻlishi mumkin. Bunday qatlam *inversion qatlam* deyiladi.

Bu qatlamda potensial oʻzgarishi qonuniyatini topish uchun

$F(Y, \lambda, P, N)$ da birgina qoʻshiluvchini yo birinchi, yoki ikkinchi qoʻshiluvchini hisobga olib, (2.3) tenglama yechiladi. Bu tanlash yarimoʻtkazgichning oʻtkazuvchanligi turiga bogʻliq. Sohalarining egilish qiymati namunaning legirlanishi darajasiga (elektronlar beruvchi yoki kovaklar hosil qiluvchi kirishmalar zichligiga) bogʻliq boʻladi. Umuman aytganda, inversion qatlam uchun (2.3) tenglama taqriban yechiladi.

3. Agar n -tur yarimoʻtkazgichda sohalar pastga, p -tur yarimoʻtkazgichda sohalar yuqoriga egilgan boʻlsa, bu hollarda boyitilgan soha hosil boʻladi, yaʼni asosiy zaryad tashuvchilar zichligi hajmdagiga nisbatan sirt yaqinida katta boʻladi, ammo inversion qatlam holdidagidek boyitilgan soha kengligi ham yetarlicha kichik. $F(Y, \lambda, P, N)$ funksiyada uchinchi hadni tashlab yuborib, (2.3) tenglamani yechib $\varphi(x)$ potensial taqsimoti topiladi. Umuman olganda, (2.3) tenglamani soniy hisoblab, butun fazoviy zaryad sohasida $\varphi(x)$ bogʻlanishni olish mumkin.

2.3. Sirdagi elektr oʻtkazuvchanlik

Sirdagi zaryad tashuvchilarning ortiqcha zichligi deb sirdagi haqiqiy zichlik bilan hajmdagi zichlik orasidagi farqqa aytiladi. Ortiqcha zichlikni aniqlash sirdagi oʻtkazuvchanlikni aniqlash imkoniyatini beradi. Sohalar egilishi katta boʻlgan hol uchun (yuqoriga) kovaklar va elektronlarning ortiqcha zichliklari G_p va G_n ifodalari topilgan:

$$G_p = Ln_1 e^{\frac{1}{2}B(F_p - \varphi_s)}, \quad (2.9)$$

$$G_n = \text{Ln}_i e^{\frac{1}{2}\beta(\varphi_s - F_n)} \quad (2.10)$$

Bu ortiqcha zichliklar sirtidagi o'tkazuvchanlik o'zgarishini aniqlaydi:

$$\Delta\sigma_s = \varepsilon\mu_p(G_n + bG_p), \quad (2.11)$$

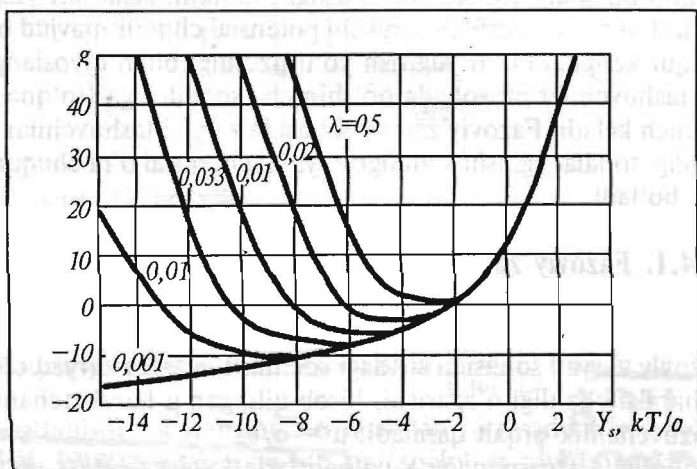
bunda $b = \mu_n/\mu_p$, μ_n va μ_p — elektronlar va kovaklar harakatchanligi. Bu hisobda zaryad tashuvchilar harakatchanligi hajmda va sirtida bir xil deb olingan. Ammo sirdagi harakatchanlik hajmdagisidan kichik-roq bo'ladi (sirdagi qo'shimcha sochilish hisobiga). Shuning uchun $\Delta\sigma_s$ ning qiymatlari (2.11) bo'yicha hisoblaganidan kichik bo'ladi.

Statsionar holda ($P=N=0$)

$$\Delta\sigma_s = \frac{1}{2}\varepsilon\mu_p \text{Ln}_i g\lambda^{-1/2}, \quad (2.12)$$

$$g = \lambda^{-1/2} \int_{Y_s}^0 \frac{\lambda(r^{-Y}-1)+b\lambda^{-1}(e^Y-1)}{F(Y,\lambda)} dY. \quad (2.13)$$

g ning turli λ qiymatlariga tegishli qiymatlari hisoblanib, jadvallari tuzilgan. n -turdagi yarimo'tkazgich uchun sirdagi o'tkazuvchanlik integrali (2.13) ifodaning sohalar egilishi Y_s ga bog'lanishi egri chiziqlari ko'rsatilgan. Bunda $g(Y_s)$ egri chiziqda minimumlarning mavjud bo'lishi quyidagicha tushuntiriladi (2.4-rasm).



2.4-rasm.

Y_s ning musbat qiymati oshib borgan sari sohalar pastga egila boradi. n -turdagi yarimo'tkazgich sirtidagi o'tkazuvchanligi sirt elementlar soni ortib borishi hisobiga ortadi. Sohalar yuqoriga egila borganda esa $\Delta\sigma_s$ o'tkazuvchanligi kamayadi. U inversion qatlam hosil bo'lguncha davom etadi. Y_s yana kattalasha borganda sirtidagi o'tkazuvchanlik inversion qatlam o'tkazuvchanligi oshishi hisobiga ortadi.

$\Delta\sigma_s(Y_s)$ o'tkazuvchanlik egri chizig'ining minimumi

$$Y_{s,min} = \ln \lambda^{2/b} \quad (2.14)$$

qiymatga mos tushadi. Bu ifodani tahlil qilish uncha qiyin emas. Shuni aytish kerakki, $\Delta\sigma_s(Y_s)$ kristallning xossalari (λ va b ga) bog'liq.

Maydon effekti yordamida sirtidagi potensialni o'zgartirib, sirt o'tkazuvchanlikning sohalar egilishiga bog'liq ravishda o'zgarishini tajribada o'rganish mumkin.

2.4. Fazoviy zaryad sohasida zaryad tashuvchilar harakatchanligi

Oldingi bobda hajmdagi va sirtidagi harakatchanlik birday bo'ladi, deb hisoblangan edi. Agar erkin zaryad tashuvchilarning erkin yugirish yo'li l fazoviy zaryad sohasi L kengligidan ancha kichik ($L \gg l$) bo'lganda yuqoridagi faraz to'g'ri bo'ladi.

Ammo bu shart qonoatlantirmasligi mumkin. Agar sirt yaqinida zaryad tashuvchilarni ushlab turuvchi potensial chuqur mavjud bo'lsa, bu chuqur kengligi erkin yugirish yo'li uzunligi bilan qiyoslanganda zaryad tashuvchilar bu sohada qo'shimcha sochilishga (to'qnashishlarga) duch keladi. Fazoviy zaryad sohasida zaryad tashuvchilar harakatchanligi sohalar egilishi kattaligiga, ya'ni potensial o'ra chuqurligiga bog'liq bo'ladi.

2.4.1. Fazoviy zaryad sohasida zaryad tashuvchilarning omik harakatchanligi

Fazoviy zaryad sohasida sirtidagi sochilish evaziga zaryad tashuvchilar harakatchanligi o'zgarishi, hisob qilingan μ harakatchanlik va σ o'tkazuvchanlik orqali qaraladi: $\mu = \sigma/e_n$.

d qalinlikdagi namunaga x yo'nalishida kuchsiz elektr maydoni E_x qo'yilgan va i_x tokini beradi (2.5-rasm).

Sirt yaqinidagi fazoviy zaryad E_z maydon paydo qiladi. Sirdagi tok zichligi integral bo'yicha

$$I_x = \int_0^{\infty} i_x(z) dz \quad (2.15)$$

hisoblanadi. Bu integral ikki hol uchun hisoblangan:

1) $\varphi(t) = E_{zs}Z$, E_{zs} – doimiy. Bunda

sirdagi o'tkazuvchanlik $\sigma_s = \frac{I_x}{E_x} = eN_1(\mu_{\text{eff}})$

ko'rinishida (μ_{eff}) harakatchanlik orqali hisoblanadi. Sirt yaqinidagi potensial o'radagi zaryad tashuvchilar soni

$$N_1 = C \left(\frac{2\pi kT}{m} \right)^{3/2} \frac{kT}{eE_{zs}} \quad (2.16)$$

I_x tok ifodasi ham aniqlangan:

$$I_x = \pi^{1/2} D_1 \alpha kT [1 - e^{-\alpha^2} (1 - \text{erf} \alpha)] \quad (2.17)$$

Hajmiy harakatchanlik $\mu_0 = q\tau/m$ ekanligini e'tiborga olsak, quyidagi natijani olamiz:

$$\left(\frac{\mu_{\text{eff}}}{\mu_0} \right)_{\sigma} = 1 - e^{-\alpha^2} (1 - \text{erf} \alpha), \quad (2.18)$$

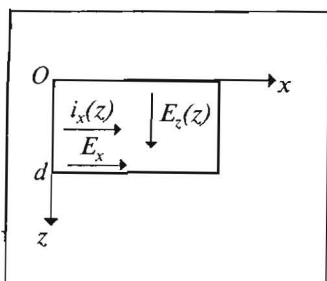
$$\alpha = \frac{(2mkT)^{1/2}}{eE_{zs}\tau} \quad (2.19)$$

E_{zs} katta bo'lganda

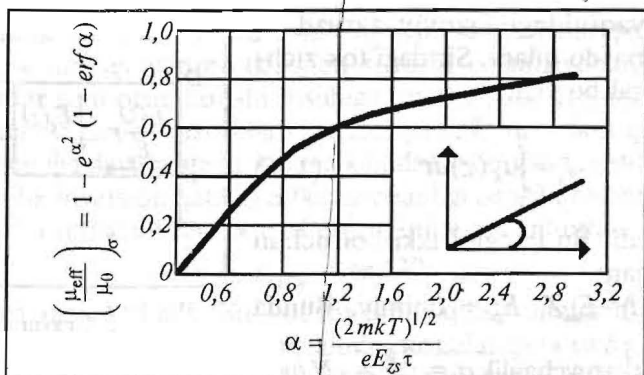
$$\left(\frac{\mu_{\text{eff}}}{\mu_0} \right)_{\sigma} \approx \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} \quad (2.20)$$

Taqribiy nisbat o'rinli. 2.6-rasmda $\left(\frac{\mu_{\text{eff}}}{\mu_0} \right)_{\sigma}$ ning α ga va'ni E_{zs} ga bog'lanishi ifodalangan.

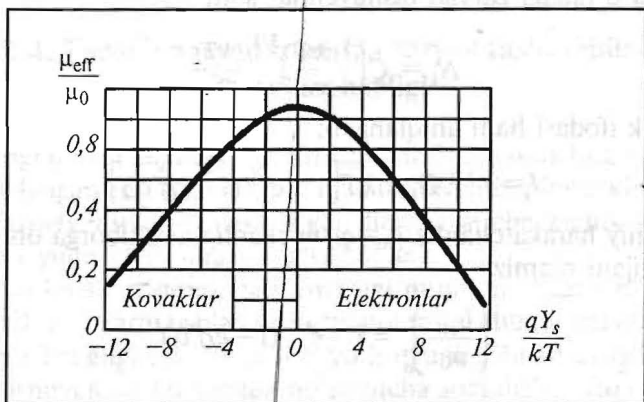
2.6-rasmdan ko'rinadiki, α katta (sonalar egilishi) bo'lganda sirdagi sochilish muhtim emas, effektiv harakatchanlik amalda hajmiy harakatchanlikka teng ($\mu_{\text{eff}}/\mu_0 > 1$).



2.5-rasm.



2.6-rasm.



2.7-rasm.

Ammo α kichik (sohalar egilishi katta) bo'lganda effektiv harakatchanlik hajmiysidan bir necha marta kichik bo'lishi mumkin.

2) $\varphi(z)$ ni Puasson tenglamasidan topiladi. Bu holda $(\mu_{\text{eff}}/\mu_0)_{\sigma}$ uchun ifoda ancha katta. 2.7-rasmda xususiy o'tkazuvchanlik germaniy uchun hisoblangan bog'lanish keltirilgan. $Y > 0$ (sohalar pastga egilgan) bo'lgan holda potensial o'rada (sirt qatlamida) erkin elektronlar joylashgan. Erkin chiziqning tomoni elektronlar harakatchanligining o'zgarishini ifodalaydi. $Y_s < 0$ bo'lganda kovaklar harakatchanligi o'zgaradi.

Rasmdan ko'rinadiki, $Y_s \sim 12 \frac{kT}{e}$ bo'lganida elektronlarning effektiv harakatchanligi hajmdagidan 10 marta kichik bo'lishi mumkin. Xona temperaturasida va sirtidagi potensial 0,25 V bo'lganida kovaklar harakatchanligi hajmdagidan 2 marta kichik bo'ladi.

2.4.2. Fazoviy zaryad sohasida Xoll harakatchanligi

Xoll effekti bo'yicha o'lchashlarni amalga oshirib, harakatchanlikni aniqlash mumkin: $\mu_n = R\sigma$; bunda, R – Xoll doimiysi, σ – o'tkazuvchanlik. μ_n – mikroskopik yoki o'tkazuvchanlik bo'yicha μ (omik) harakatchanlikdan farq qiladi: $\mu_n = \chi\mu$, bundagi χ ko'paytginch 1 dan 2 gacha o'zgaradi, uning qiymati sochilish xususiyatiga bog'liqdir. Sfera sohali aynimagan yarimo'tkazgichlarda l erkin

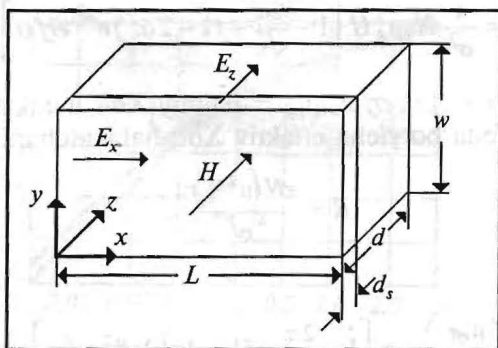
yugurish yo'li energiyaga bog'liq bo'lmagan holda $\chi = \frac{3\pi}{8}$ bo'ladi.

Agar $l \sim v$ bo'lsa, bunday namunalarda parametr 1 ga yaqin bo'ladi. Ellipsoidal (Ge va Si da shunaqa) izoenergetik sirtli aynimagan

yarimo'tkazgichlarda $l = \frac{3\pi}{8} \rightarrow \frac{3(2\chi+1)}{(\chi+2)^2}$. Bunda χ – ko'ndalang va

bo'ylama effektiv massalar nisbati. χ ning qiymati fazoviy zaryad sohasida hajmi uchun hisoblangan qiymatdan farq qilishi mumkin.

2.8-rasmda ko'rsatilganidek, uzunligi L , kengligi W , qalinligi d bo'lgan namunaga x yo'nalishida E_x elektr maydon, z yo'nalishida H_z magnit maydon qo'yilgan, u holda x yo'nalishida tok o'tib tursa,



2.8-rasm.

bu yo'nalishda E_y Xoll maydoni vujudga keladi. Xoll maydoni magnit maydoni tomonidan zaryad tashuvchilarga ta'sir qiluvchi Lorens kuchini muvozanatlagani uchun ushbu yo'nalishda tok bo'lmaydi: $E_y = 0$.

Toklar ifodalari:

$$I_x = \int_0^d ix(z) dz, \quad (2.22)$$

$$I_y = \int_0^d iy(z) dt = 0. \quad (2.23)$$

σ – o'tkazuvchanlik va R – Xoll doimiysi ma'lum.

$$\sigma = \frac{I_x}{E_x W d}, \quad (2.24)$$

$$R = \frac{E_y W d}{I_x H} \quad (2.24)$$

ifodalarga ega.

I_x (2.22) ifodadan va E_y (2.23) ifodadan aniqlanadi. Buni (2.24) va (2.25) ga qo'yib sirtidagi o'tkazuvchanlik σ va Xoll doimiysi R ni hisoblash mumkin.

σ uchun ifoda σ_s uchun olingan (2.24) ifodaga mos tushadi, ammo

$$R = \frac{1}{\sigma^2} Ne\mu_b^2 H \left[1 - \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} - (1 - 2\alpha^2)e^{\alpha^2} \operatorname{erfc} \alpha \right], \quad (2.26)$$

bu yerda, $\operatorname{erfc} \alpha = 1 - \operatorname{erf} \alpha$, μ_{bn} – hajmiy Xoll harakatchanligi.

Quyidagi ifoda bo'yicha effektiv Xoll harakatchanligi kiritiladi:

$$R = \frac{eN(\mu^2)_{eff}}{\sigma^2}. \quad (2.27)$$

Binobarin,

$$\left(\frac{\mu_{eff}}{\mu_b} \right)_H = \left[1 - \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}} - (1 - 2\alpha^2)e^{\alpha^2} \operatorname{erfc} \alpha \right]. \quad (2.28)$$

Soniy hisob ko'rsatishicha, $\left(\frac{\mu_{eff}}{\mu_b}\right)_H$ nisbat $\left(\frac{\mu_{eff}}{\mu_b}\right)_\sigma$ dan birmuncha farq qiladi. α katta bo'lganda (E_z kichik, sohalar egilishi ham kichik) ikkala nisbat ham 1 ga intiladi.

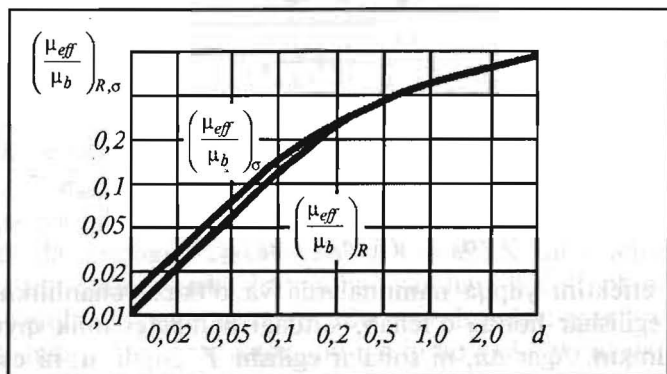
Kichik α larda (sohalar egilishi katta) $\left(\frac{\mu_{eff}}{\mu_b}\right)_\sigma$ egri chiziq biroq yuqorida joylashgan $\alpha \rightarrow 0$ bo'lganda:

$$\left(\frac{\mu_{eff}}{\mu_b}\right)_\sigma = \frac{2\alpha}{\sqrt{\pi}}, \quad \left(\frac{\mu_{eff}}{\mu_b}\right)_H = \alpha. \quad (2.29).$$

2.4.3. Sirdagi sohada zaryad tashuvchilar harakatchanligini tajribada o'rganish

Mumkin bo'lgan o'lchash sxemalarining eng qulay ko'rinishi 2.9-rasmda tasvirlangan. Bunda zaryad tashuvchilar effektiv harakatchanligi yupqa namunalarda o'lchanadi, chunki bunday namunalarda sirdagi sochilish muhim bo'ladi.

Bu holdagi ekvivalent sxemani qaraylik. Kristallni z o'qi bo'ylab ikki sohaga – ekranlash uzunligi d_s tartibidagi sirt yaqinidagi sohaga va d_b qalinlikdagi hajmiy sohaga ajratiladi. Ikkala soha ham Xoll EYK ga hissa qo'shadi. Ular parallel ulangan. Keyinchalik s indeks sirdagi kattaliklarga, b indeks hajmiy kattaliklarga tegishli bo'ladi.



2.9-rasm.

2.10-rasmdan ko‘rinadiki, Xoll kuchlanishini

$$V = \frac{RIH}{d} = \frac{I}{G} = \frac{V_b G_b + V_s G_s}{G_b + G_s} \quad (2.30)$$

ko‘rinishida yozish mumkin. Bunda I – qo‘yilgan elektr maydon paydo qilgan to‘la tok, G – namunaning to‘la o‘tkazuvchanligi, R – Xoll doimiysi. Unga quyidagi ifodalar o‘rinli:

$$V_b = \frac{R_b I_b H}{d_b}; \quad G_b = \sigma_b \frac{L d_b}{W}; \quad \frac{I_b}{I} = \frac{G_b}{G} = \frac{\sigma_b d_b}{\sigma_b d_b + \sigma_s d_s}, \quad (2.31)$$

$$V_s = \frac{R_s I_s H}{d_s}; \quad G_s = \sigma_s \frac{L d_s}{W}; \quad \frac{I_s}{I} = \frac{G_s}{G} = \frac{\sigma_s d_s}{\sigma_b d_b + \sigma_s d_s}. \quad (2.32)$$

(2.31) va (2.32) ifodalarni (2.27) ga qo‘ysak,

$$R = d \frac{R_b d_b \sigma_b^2 + R_s d_s \sigma_s^2}{(d_b \sigma_b + d_s \sigma_s)^2} \quad (2.33)$$

solishtirma o‘tkazuvchanlik uchun $\sigma = \frac{1}{d} (d_b \sigma_b + d_s \sigma_s)$ ifodani olish qiyin emas.

Zonalarning sirt yaqinida egilishi o‘zgarganida σ_s va R_s kattaliklar o‘zgaradi, ammo σ_b va R_b lar o‘zgarmay qoladi.

Agar dastlabki egilish nolga teng deyilsa ($R_b = R_s$, $\sigma_b = \sigma_s$), Xoll doimiysining nisbiy o‘zgarishi

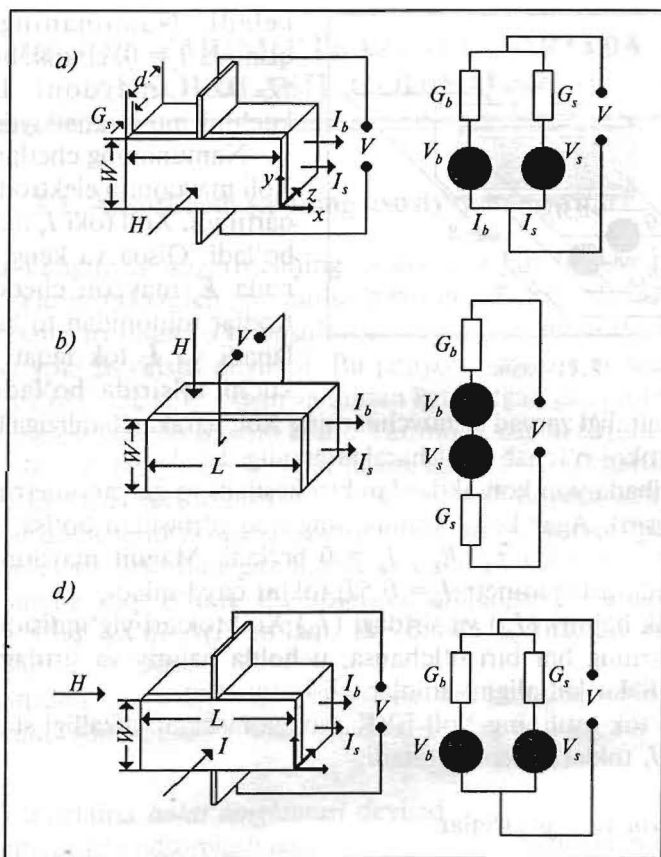
$$\frac{\Delta R}{R_b} = \frac{d_s}{d} \frac{\Delta R_s}{R_b}, \quad (2.35)$$

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma_b} = \frac{d_s}{d} \frac{\Delta \sigma_s}{\sigma_b}, \quad (2.36)$$

$$\frac{\Delta R}{R_b} = \frac{d_s}{d} \frac{\Delta n_s}{n_b}, \quad (2.37)$$

$$\frac{\Delta \sigma}{\sigma_b} \approx \frac{d_s}{d} \left(\frac{\Delta n_s}{n_b} + \frac{\Delta \mu_s}{\mu_b} \right)_b. \quad (2.38)$$

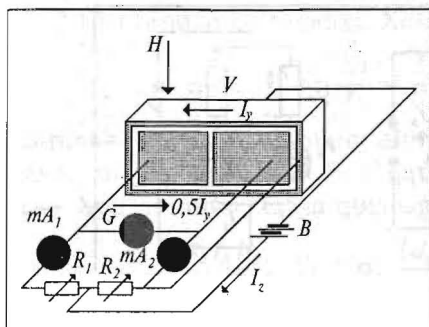
Xoll effektini yupqa namunalarda va o‘tkazuvchanlilikni turli sohaviy egilishar holida o‘lchab, sirdagi harakatchanlik qiymatini olish mumkin. Agar Δn_s ni sohalar egilishi Y_s orqali, μ_s ni esa turli Y_s larda baholansa, bu holda masala soddalashadi. n_b va μ_b kattaliklar R va σ ni qalin namunalarda o‘lchashdan topiladi.



2.10-rasm.

$\frac{R}{R_{\max}} \frac{\sigma - \sigma_{\min}}{\sigma_{\min}}$ ifodaning $\frac{\sigma - \sigma_{\min}}{\sigma_{\min}}$ ga tajribaviy bog'lanishi topilgan va nazariya bilan taqqoslangan.

Odatda sirdagi harakatchanlik Xoll EYK ini o'lchash orqali aniqlanadi. Shuningdek, sirdagi harakatchanlik Xoll tokini o'lchash orqali aniqlanishi ham mumkin. Bu usul shunday: agar kristalldan x yo'nalishida tok o'tkazayotib, uni z o'qi bo'yicha yo'nalgan N magnet maydonga joylansa, zaryad tashuvchilarga ta'sir etuvchi Lorens kuchi y yo'nalishda Xoll toki paydo qiladi va E_y maydon vujudga



2.11-rasm.

keladi. Namunaning o'rt qismida $I_y = 0$, chunki bu joyda E_y Xoll maydoni Lorens kuchini muvozanatlaydi.

Namunaning chetlarida esa Xoll maydonini elektrodlar qisqartiradi, Xoll toki I_y maksimal bo'ladi. Qisqa va keng namunada E_y maydon chetki elektrodlar tomonidan to'la qisqalanadi va I_y tok faqat Lorens kuchi ta'sirida bo'ladi. Xoll

toki I_y kattaligi zaryad tashuvchilarning Xoll harakatchanligiga bog'liq. Shu I_y tokni o'lchab Xoll harakatchanligi topiladi.

Tajribada yon kontaktlardan biri kesiladi va galvanometr ulanadi (2.11-rasm). Agar kesik kontaktning qoq o'rtasidan bo'lsa, magnit maydon yo'qligida $R_1 = R_2$, $I_g = 0$ bo'ladi. Magnit maydon paydo qilinganda galvanometr $I_g = 0,5I_y$ tokini qayd qiladi.

I_y tok hajmiy (I_{yb}) va sirdagi (I_{ys}) Xoll toklari yig'indisidir. Agar bu toklarning har biri o'lchansa, u holda hajmiy va sirdagi harakatchanliklar kattaligini aniqlab olish mumkin.

Xoll tok usulining Xoll EYK usuliga nisbatan afzalligi shundaki, u I_s va I_b toklarni oson ajratadi.

? Savol va topshiriqlar

1. Yarimo'tkazgichlar sirtida fazoviy zaryad sohasi paydo bo'lishini tushuntiring.
2. Sirdagi elektr o'tkazuvchanlik va uning hajmiy o'tkazuvchanlikdan qanday farqlari bor?
3. Fazoviy zaryad sohasida zaryad tashuvchilarning omik harakatchanligi xususiyatlarini aytib bering.
4. Fazoviy zaryad sohasida zaryad tashuvchilarning Xoll harakatchanligining omik harakatchanlikka munosabati qanaqa?
5. Sirdagi harakatchanlikni o'rganishning qanday usullari bor?

III BOB. YARIMO'TKAZGICH SIRTIDA ADSORBLASH HODISALARI

3.1. Adsorblash va uning asosiy qonuniyatlari

Endi Lengmyur nazariyasining asosiy farazlari haqida to'xtalib o'tamiz. Yarimo'tkazgich gaz muhit bilan ta'sirlashganda uning sirti gaz molekullari bilan to'la boshlaydi. Bu jarayon *adsorblash* (sirtga yopishish yoki so'rilish) deyiladi. Bu jarayon muvozanat sodir bo'lguncha, ya'ni sirtga kelayotgan va undan ketayotgan gaz molekullari sonlari tenglashguncha davom etadi. Yarimo'tkazgich sirtida adsorblangan molekullar paydo bo'lishi uning xossalarini o'zgartiradi.

Ba'zi hollarda adsorblash jarayoni juda tez boradi, muvozanat deyarli bir onda sodir bo'ladi. Boshqa hollarda bu jarayon yetarlicha sekin boradi va sirt bilan gaz muhit orasida muvozanat hosil bo'lguncha ancha vaqt o'tadi. Bu holda adsorblangan zarralar soni N vaqtga bog'liq, ya'ni $N(t)$ bo'ladi. Biz bunda adsorblash kinetikasi haqida gap yuritamiz.

Adsorbsion muvozanat o'rnatilganda sirt birligida yutilgan gaz molekullari soni bosim P va temperatura T ga bog'liq:

$$N = N(P, T). \quad (3.1).$$

(3.1) tenglama *holat tenglamasi* deyiladi.

Lengmyurning adsorblash nazariyasi quyidagi farazlarga asoslangan:

1. Adsorblash ayrim adsorbsion markazlarda yuz beradi. Har bir markaz birgina gaz molekulasini tutib tura oladi. Sirt faqat mazkur molekullarga nisbatan birday bog'lanish energiyali bir xil adsorbsion markazlarga ega. Bunday sirtni energetik bir jins sirt deyiladi.

2. Adsorblangan molekullar bir-biri bilan o'zaro ta'sirlashmaydi, ya'ni bog'lanish mustahkamligi faqat markaz va molekula tabiatiga bog'liq.

3. Sirdagi adsorbsion markazlar soni mazkur sirt uchun doimiy berilgan kattalik. U temperaturaga bog'liqmas va sirtning to'ldirilishi uni o'zgartirmaydi.

4. Molekula adsorblangan holatda bo'lganda uning adsorbsion markaz bilan bog'lanish energiyasi o'zgartirmaydi.

3.2. Adsorblash kinetikasi

Adsorblash jarayoni sekin borganda adsorblangan molekularlar (zarralar) soni vaqt bo'yicha o'zgaradi: $N = N(P, T)$. Sirt birligida adsorblash markazlari soni N^* bo'lsin. Bu holda adsorblash kinetikasi tenglamasi

$$\frac{dN}{dt} = \alpha P(N^* - N) - \beta N, \quad (3.2)$$

bo'ladi. Bundan

$$\alpha = \chi s / \sqrt{2\pi M k T}, \quad \beta = \eta e^{-E_b / k T} \quad (3.3)$$

kelib chiqadi. (3.2) tenglamadagi birinchi had 1 s da sirtning 1 sm² ga keluvchi molekularlar sonini, ikkinchi had esa shu vaqtda shu sirtan ketuvchi molekularlar sonini bildiradi. M – adsorblangan molekula massasi, s – uning effektiv yuzi, χ – gaz molekulasining markazda ushlab qolish ehtimolligi, η – molekulaning desorblash (ajralib chiqish) ehtimolligi, E_b – bog'lanish energiyasi.

Jarayon boshlanishida sirtning to'ldirilishi kichik ($N \ll N^*$) bo'lgani sababli, desorblashni e'tiborga olmasa ham bo'ladi. Adsorblash tezligi uchun

$$\frac{dN}{dt} = \alpha P N^* \quad (3.4)$$

tenglamani olamiz.

(3.2) tenglamani $t = 0$ da $N = 0$ boshlang'ich shartda yechsak,

$$N(t) = \frac{N^*}{1+b/p} (1 - e^{-at}), \quad (3.5)$$

bunda $\alpha = \alpha P + \beta$, $b = \beta / \alpha t \ll 1 / \alpha$ bo'lganda (3.5) yechim (3.4) ifodaga mos tushadi. Bu Lengmyur ifodalari bo'lib, haqiqatda kuzatiladi, ba'zan esa Roginskiy–Zeldovich tenglamasi

$$\frac{dN}{dt} = C e^{-\gamma / N} \quad (3.6)$$

va uning yechimi

$$N(t) = \frac{1}{\gamma} \ln \left(1 + \frac{t}{t_0} \right) \quad (3.7)$$

qo'llaniladi, bunda $\gamma > 0$. Dastlab bu yechim CO ning MnO₂ sirtida adsorblanish kinetikasi uchun qo'llangan va ijobiy natija olingan.

3.3. Adsorbsion muvozanat

Agar $t = \infty$ (adsorbsion muvozanat o'rnatilgan) deb hisoblansa, (3.5) dan izoterma tenglamasi hosil qilinishi mumkin:

$$N(t) = \frac{N^*}{1+(b/p)} \quad \text{yoki} \quad N(t) = N^* \frac{P/b}{1+P/b}, \quad (3.9)$$

bunda $b = b_0 \exp(-E\alpha/kT)$.

Kichkina bosimlar sohasida ($P \ll b$ yoki $N \ll N^*$):

$$N = N^* P/b. \quad (3.10)$$

Agar adsorblash vaqtida molekula ikkita atomga ajralsa (masalan, H_2 molekulasi ikkita H atomiga), (3.9) o'rniga

$$N = \frac{N^*}{1+\sqrt{b/P}} \quad (3.11)$$

ifoda o'rinli bo'lib, past bosimlar sohasida

$$N(t) = N^* \sqrt{\frac{P}{b}} \quad (3.12)$$

bo'ladi.

Gaz muhit bir qancha gazlar aralashmasidan iborat bo'lsa, har bir gaz uchun izoterma

$$N(t) = N^* \frac{P_i / b_i}{1+Z_i P_i / b_i} \quad (3.13)$$

ko'rinishida bo'ladi. Agar hamma gazlar bir xil markazlarda adsorblansa, u holda

$$N(t) = N^* \frac{P_i / b_i}{1+Z_i P_i / b_i}. \quad (3.14)$$

Lengmyurning (3.9) izotermasi hamma vaqt ham tajribada tasdiqlanmaydi. Ko'pincha Freydlinxing

$$N = CP^n \quad (3.15)$$

darajali izotermasi (bunda C va $n < 1$ - doimiylar) yoki

$$N = C \ln(P/P_0) \quad (3.16)$$

logarifmik izoterma (C va P_0) o'rinli bo'ladi. Yuqorida adsorbsion muvozanat o'rnatilganda qanday qonuniyatlar bo'lishligi va ularning bajarilishi haqida qisqacha to'xtaldik. Endi adsorblash kinetikasi haqida

ma'lumot beramiz. Faraz qilaylik, sirt va gaz muhiti orasida adsorbsion muvozanat o'rnatilgandan so'ng bosim keskin kamayadi — adsorblangan molekullar sirtning tashlab keta boshlaydi, desorblash jarayoni boshlanadi.

(3.2) tenglamani $t = 0$ da $N = N_0$ bo'ladi (N_0 muvozanatiy to'ldirilganlik) degan boshlang'ich shartga tayanib yechilsa,

$$N = N_0 e^{-\beta t} \quad (3.17)$$

kinetika tenglamasini olamiz. Desorblash (adsorblash temperaturasida) natijasida haqiqatda sirtidan hamma adsorbatni uzoqlashtirib bo'lmaydi. Molekullarning bir qismi qaytmas ravishda adsorblanganicha qoladi. Ularni sirtidan uzoqlashtirish uchun temperaturani yetarlicha ko'tarish kerak.

3.4. Fizik va kimyoviy adsorblash

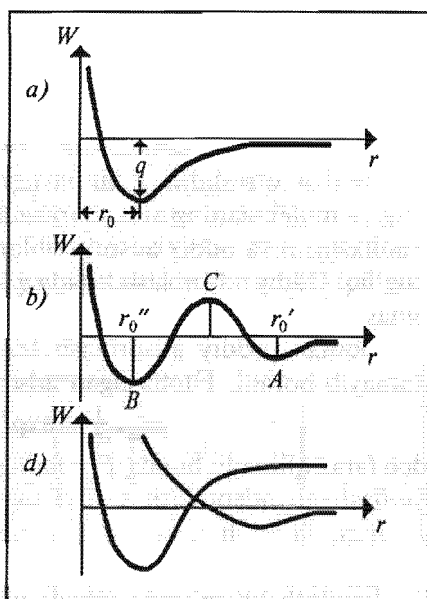
Fizik va kimyoviy adsorblashlar orasida qanday farq bor? Bu farq adsorblangan molekullarni sirtida tutib turuvchi kuchlar tabiati har xilligidan kelib chiqadi.

Haqiqatan, qattiq jism bilan molekula orasida vujudga kelib adsorblashni taqozo qiluvchi kuchlar turli tabiatli bo'ladi. Bu kuchlar elektrostatik, Van-der-Vaals, elektr ta'sir kuchlari bo'lsa, bu holda adsorblashni *fizik adsorblash* deyiladi. Agar adsorblash uchun javobgar kuchlar kimyoviy tabiatga ega bo'lsa, bu holda *kimyoviy adsorblash (xemosorblash)* deyiladi. Bu holdagi adsorblash molekulaning qattiq jism bilan kimyoviy birikuvidan iborat. 3.1-rasm, a da sistema W energiyasining adsorbent sirti va adsorblanuvchi zarra orasidagi r masofa funksiyasi sifatidagi adsorbsion egri chiziq tasvirlangan. Bunda E_b — adsorblash issiqligi (bog'lanish energiyasi), r_0 — muvozanat holdagi masofa.

Xemosorblash, fizik adsorblashdan farqli ravishda kichikroq r_0 va ancha katta E_b orqali ifodalanadi. Fizik adsorblashda $E_b \sim 0,01-0,1$ eV bo'lsa, kimyoviy adsorblashda $E_b \sim 1$ eV chamasida. Fizik adsorblashda adsorblanuvchi (sirtga yutiluvchi) molekula va adsorbent panjarasi ikki mustaqil sistema tariqasida qaralishi mumkin. Kimyoviy adsorblashda molekula va panjara bitta kvantmexanik sistemani tashkil etadi.

3.1-rasmda ko'rsatilgan adsorbsion minimumlarni hisoblash masalasi ustida to'xtaylik. 3.1-rasm, a dagi $W = W(r)$ egri chiziqdagi fizik (Van-der-Vaals) adsorblash minimumini hisoblashda muvoza-

natdagi r_0 masofa uchun adsorblanadigan zarra va adsorbent atomi radiuslari yig'indisiga teng yoki kichikroq qiymatlar olingan. Radiuslar yig'indisidan kichik masofalarda Van-der-Vaals kuchi o'zaro ta'siri (fizik adsorblash tushuniladi) ma'nosini yo'qotadi. Bu holda almashinuv o'zaro ta'sir kuchiga kiradi. Ko'pincha adsorbsion egri chiziq $W = W(r)$ 3.1-rasm, *b* dagidek chiziladi, unda energetik (aktivatsion) to'siq bilan ajralgan ikkita minimum bor. Bunda birinchi chuqurmas $r = r_0'$ minimum fizik adsorblash deb ataladi va chuqurroq $r = r_0''$ minimumni kimyoviy adsorblashga tegishli deb hisoblanadi ($r_0'' < r_0'$). Zarraning



3.1-rasm.

A nuqtadan energetik to'siq orqali *B* nuqtaga o'tishi zarraning fizik adsorblash holatiga o'tishini bildiradi. Ammo bunday adsorblash egri chizig'i bo'lmaydi. Fizik va kimyoviy adsorblashlar, sistemaning ikki turli elektron holatini ifodalaydigan ikki turli adsorbsion minimumni ajratadigan energetik to'siq, 3.1-rasm, *d* da ko'rsatilganidek, ikki adsorbsion egri chiziq kesishishi oqibatida vujudga kelishi mumkin.

Endi xemosorblashni ko'rib chiqamiz.

Sistemani dastavval qo'zg'atish (faollash)dan so'ng amalga oshadigan adsorblashni faollashgan (aktivlashgan) adsorblash deyiladi. Bunda muayyan energiya sarflanadi.

Odatda kimyoviy adsorblash faollashgan adsorblash bo'ladi, ammo bu zaruriy shart emas. Faollashgan adsorblash kinetikasi oddiy (faollashmagan) adsorblashnikidan farq qiladi. Oddiy adsorblash juda tez boradi, adsorbsion muvozanat amalda bir onda qaror topadi, temperatura qancha past bo'lsa, shuncha tezroq yuz beradi. Faollashgan adsorblash hamda muvozanat sekin qaror topadi. Adsorblash tezligini o'lchash mumkin, temperatura qancha yuqori bo'lsa, bu tezlik shuncha katta bo'ladi. Isitish adsorblashni tezlashtiradi.