

Ўзбекистон Республикаси
Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги

Наманган давлат университети

М.А.ЭРГАШЕВА

СИРТ ФИЗИКАСИ

Ўқув қўлланма

Наманган-2019

Мазкур ўқув қўлланма Наманган давлат университети Физика кафедраси 5А140202-физика (йўналишлар бўйича) магистратура талабалари учун танлов фани сифатида ўтиладиган Сирт физикаси фани бўйича маърузалар асосида ёзилган.

Яримўтказгичлар сирти хоссаларини ўрганиш физик кимёнинг баъзи масалаларини, муаммоларини ҳал қилишда ҳам фавқулодда зарур.

Сиртнинг ҳолати қуёш энергиясидан фойдаланишга мўжалланган асбоблар ва қурилмалар ишида алоҳида аҳамиятга эга. Умуман айтганда, сиртий ҳолатлар яримўтказгичли диодлар, транзисторлар ишлашида муҳим омиллардир.

Ташқи таъсирдан асбобларни ҳимоя қилиш учун уларнинг сиртини атрофидаги муҳитдан ажратиш (сақлаш) муаммоси ҳам энг зарур амалий вазифалардандир.

Ҳозирги замонда кристалларнинг атомар тоза сиртини ҳосил қилиш мумкин бўлди, бундай ҳолатни назорат қилиш усуллари ҳам ишлаб чиқилган.

Яримўтказгичлар сирти физикасини ўрганишда кўп ижобий натижаларга эришилди, аммо, бу соҳада тадқиқотлар давом этмоқда, чунки техника ва технологиянинг ривожини, яримўтказгичлар электроникасининг тез ўсиши янгидан-янги масалаларни майдонга чиқармоқда.

Ўқув қўлланма 5А140202-Физика (йўналишлар бўйича) мутахассислиги магистрлари учун мўлжалланган бўлиб, ундан физика йўналиши талабалари ва физика ўқийдиган нофизик йўналишлар ҳам фойдаланиши мумкин.

ТАҚРИЗЧИЛАР:

Носиржон Шарибаев Наманган муҳандислик технология институти физика кафедраси профессори, физика-математика фанлари доктори.

Иброҳимжон Зоҳидов Наманган давлат университети физика кафедраси доценти, педагогика фанлари номзоди.

Қўлланма Наманган давлат университети Ўқув-услубий кенгаши томонидан кўриб чиқилган ва нашр этишга рухсат берилган

Баённома №

_____ 2019 й.

КИРИШ

Қаттиқ жисмлар сиртидаги физик жараёнларнинг сезиларли даражада кристалл ҳажмидаги физик жараёнларга таъсири аниқлангандан сўнг, тадқиқотларнинг қаттиқ жисмлар сиртидаги физик жараёнларга қизиқиши ортди. Чунки бу жараёнлар қаттиқ жисмлар асосида яратилган асбобларнинг ишлаш режимларига ҳам жиддий таъсир кўрсатади.

Яримўтказгичли кристаллар сиртида олиб чиқиши ҳар-хил бўлган, дискрет ёки узлуксиз тақсимотга эга энергетик сатҳлар системаси мавжуд. Буларга, панжарани кесилиши натижасида ҳамда кесилиш ҳосил қилган потенциал даврийлик бузилсада, сирт соҳасида ҳосил бўлувчи Тамм сатҳларидир. Шунингдек, кристалл панжарада сирт нуқсонлари ҳосил қилган аралашмалар билан боғланган энергетик сатҳлар ҳам бўлиши мумкин.

Сиртда жойлашган энергетик сатҳларга электр зарядларининг ушлаб қолиниши, сирт яқинидаги энергетик зоналарнинг эгилишига олиб келади. Бу жараён ўз навбатида қаттиқ жисмларнинг бир қатор физик хусусиятларини (ўтказувчанлик, чиқиш иши, фотоэлектрик хусусиятлари ва бошқа) ўзгаришига олиб келади.

Сиртда жойлашган сатҳлар генерация ва рекомбинация марказлари бўлиши ва яримўтказгич кристали ҳажмидаги мувозанатда бўлмаган заряд ташувчилар яшаш вақтига таъсир кўрсатиши мумкин. Агар яримўтказгич ҳажмида ўзга аралашмалар сони оз миқдорда ва ҳажмий рекомбинация марказлари концентрацияси кичик бўлса, у ҳолда, сиртда асосан генерация-рекомбинация жараёнлари етарли даражада таъсир кўрсатади.

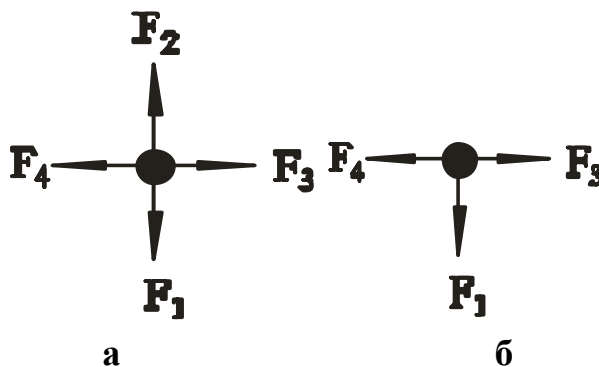
Сиртни янги юпқа яримўтказгич материал сифатида қараш ёки ўлчамлари кичиклаштирилган система деб қабул қилиш мумкин. Охирги ўн йилликлардаги яримўтказгичлар сирт физикасининг ривожланиши асосан ўта юқори даражадаги вакуум техникасини ҳосил қилиниши билан боғлиқдир. Бу даражадаги вакуум техникаси “тоза” шароитларда қаттиқ жисмлар сиртидаги физик жараёнларни тадқиқ қилиш имкониятини яратади.

Муаллиф.

I-БОБ. ҚАТТИҚ ЖИСМЛАРНИ СИРТ ХУСУСИЯТЛАРИ

1.1. Идеал сиртлар

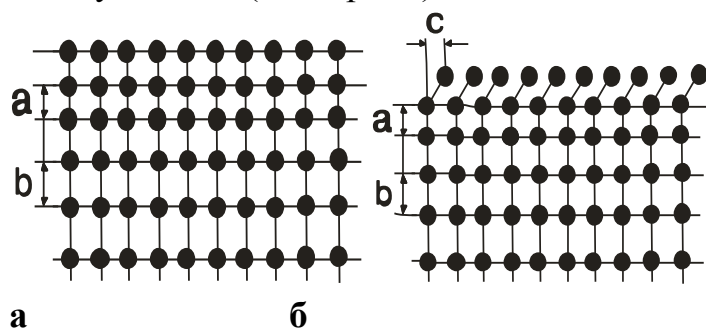
Қаттиқ кристалл жисмларда атомлар тўғри тартибли даврларда жойлашган бўлади. Қаттиқ жисмлар сирти яқинида жойлашган атомлар, қаттиқ жисмлар ҳажмида (ичида) жойлашган атомларга нисбатан бошқа шароитларда бўлади. Қаттиқ жисм ҳажмида жойлашган ҳар бир атом бошқа атомлар билан ҳар тарафдан ўралган бўлади ва барча йўналишлар бўйича бир хил тортишиш кучларини сезади (1.1а - расм).



**1.1-расм. Қаттиқ жисм атомларининг ўзаро таъсир кучлари.
а - кристалл ҳажмида, б – кристалл юзасида (сиртида)**

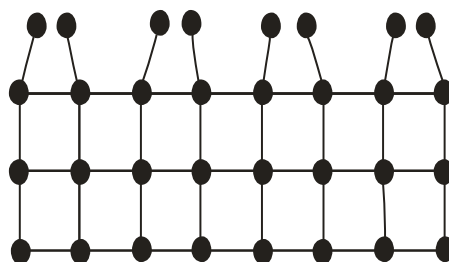
Қаттиқ жисмнинг сирти яқинида жойлашган атомлар қўшни атомларнинг қуйи ва ён томонларга тортилишини сезади, лекин, юқори қатламлар томонидан тортилиш (таъсир) бўлмайди. Бунинг натижасида, сирт қатламларида жойлашган атомларга сиртга перпендикуляр бўлган ва қаттиқ жисм ҳажмига йўналган кучлар таъсир этади (1.1б - расм). Шунинг учун, қаттиқ жисмларнинг чегара соҳасида жойлашган атомлар орасидаги ўртача масофадан биров кичик бўлади (1.1а - расм.). Мана шу оддий физик моделдан кўриниб турибдики, қаттиқ жисм сирти яқинида жойлашган атомларнинг жойлашуви кристалл ҳажмида жойлашган атомлардан фарқ қилади. Бу фарқларнинг қандай характерда эканлигига қараб, сирт релаксацияси ва реконструкцияси (тузилиши) тўғрисида фикр юритилади. Сирт релаксацияси деб, чегара текислигига параллел бўлган охириги кристаллографик текислик билан ҳажмдаги худди шундай текислик орасидаги масофалар фарқига тушунилади. Бунда, охириги текисликдаги атомларнинг жойлашиши унга параллел бўлган барча текисликлардаги атомлар жойлашиши билан тўла ҳолда мос келиши назарда тутилади. Сирт релаксациясини икки турга ажратиш қабул қилинган: нормал ва латериал релаксация. Нормал релаксацияда юқори сиртқи қатламда ва кристалл ҳажмидаги атомларнинг жойлашиши бир хилдир. Лекин атомлараро қатламлар масофаси шунга мос ҳолдаги ҳажмдаги масофадан фарқ қилади (1.2-расм). Кўп ҳолларда қаттиқ жисм сиртидаги бир нечта атомлар

орасидаги масофа каттиқ жисм ҳажмидаги худди шундай масофадан кичик бўлади. Ҳажмдаги чуқурроқ қатламларга ўтиб борган сари қатламлар орасидаги масофа кичик бўлиб боради. Латериал релаксацияда атомлар қатламлари орасидаги масофанинг ўзгаришига уларнинг сиртга параллел ҳолатда силжиши ҳам қўшилади (1.2б -расм).



1.2-расм. Қаттиқ жисм сиртидаги нормал (а) ва латериал релаксациялар.

Агар сирт яқинидаги қатламларнинг кристалл структуралари қаттиқ жисмлар ҳажмидаги кристалл структуралардан фарқ қилса, у ҳолда сирт реконструкцияси мавжуд бўлади. Сиртнинг электрон хусусият ва атом тузилишлар қаттиқ жисм ҳажмидаги шундай хусусиятлардан фарқ қилади. Хусусан: сирт қатламларидаги атомларнинг валент боғланишлари кристалл бўлинганда узилган ва тўйинмаган бўлганлиги учун сиртдаги электронлари янги боғланишлар ҳосил қилишга мойил бўлади. Сиртда жуфтлашмаган электронлар мавжуд бўлганлиги учун сирт ҳолатларини одатда “узилган боғланишлар” деб аталади. Шунинг учун жуфтлашмаган электрон бошқа бир аралашма атомлари ёки шу кристалл атомлари билан боғланиш ҳосил қилиши мумкин. Агар қаттиқ жисм сирти тоза ва текис бўлса ва унда бошқа элементлар атомлари бўлмаса, у ҳолда сирт қатламидаги электронларда жуфтлашиш учун фақат бир имконият қолади: у ҳам бўлса, сиртдаги атомларнинг ўзаро қўшимча боғланиш ҳосил қилишидир. Оддий ҳолларда сирт яқинидаги қўшни атомлар жуфтлик ҳосил қилади ва бу ҳол мутахассислар томонидан димерлар деб аталади. Ҳар бир димерларнинг атомлари ўзаро яқинлашади ва шу вақтнинг ўзида сиртдаги қўшни атомлардан узоқлашади. Бунинг натижасида қаттиқ жисм сиртида кристалл панжара даврийлиги ўзгаради, яъни, сирт реконструкцияси юз беради (1.3-расм).

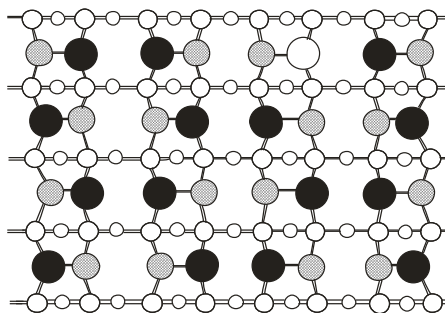


1.3-расм. Димерлар ҳосил бўлиши билан кремний сирти реконструкцияси мисоли.

Мисол тариқасида кристалл сиртида жойлашган кремний атомларини кўриб чиқамиз. Бу атомларнинг юқори қатламларда жойлашган қўшни атомлари йўқ. Валент боғланишлари эркин ҳолда бўлганликлари учун қўшни сирт текислиги қаторларида жойлашган атомлар орасидаги ўзаро таъсирларини кучайтиради. Натижада сиртда жойлашган атомлар жуфтликларга бўлинади. Жуфтдаги атомлар орасидаги масофа қўшни жуфтликка тегишли атомлар орасидаги масофадан кичик бўлади. Шундай қилиб, сирт реконструкцияси сирт атомларини етарли даражада силжитиб қолмасдан балки ҳажмий панжара даврига нисбатан ўхшаш элементларнинг такрорланиш даврини кўпайтиради (оширади). Баъзи ҳолларда, атомлар жойлашиш симметриясини кристалл ҳажмидагига нисбатан ҳам ўзгартиради.

Сиртнинг иккита асосий реконструкцияли кўринишлари мавжуд: консерватив ва ноконсерватив реконструкциясида сирт қатламларидаги атомлар сони кристалл жисмлардаги худди шундай қатламдаги атомлар сони билан мос қўшилади. Консерватив бўлмаган ҳолда сирт қатламидаги атомлар сони кристалл ҳажмдаги худди шундай қатламлардаги атомлар сонидан фарқ қилади. Сирт реконструкцияси валент боғланишли кристаллар учун характерлидир, чунки боғланишни ҳосил қилувчи электронлар зичлиги локал тақсимотга эга.

Хона температурасида димерлар иккита мумкин бўлган ҳолатларда бўлиши мумкин. Агар $\langle 100 \rangle$ йўналиш бўйича ориентацияли кремний сиртини 200 К гача совутилса, димерларнинг у ҳолатдан бу ҳолатга ўтиши совиб тўхтайди. Димер қаторларининг ўзаро таъсири бурилган димерларни тартиблашишига олиб келади. Натижада симметрик бўлмаган (носимметрик) структура ҳосил бўлади ва қўшни қатордаги димерли қарама-қарши йўналишда бурилган бўлади. Бунда структуралар (4×2) даврийликка эга ва $\langle 100 \rangle$ ориентацияли атомларни тоза сиртли кремнийнинг асосий ҳолати бўлиб ҳисобланади (1.4-расм).



1.4-расм. Қўшни бурилган димерлар ҳисобига ҳосил бўлган (4×2) ли Si (100) нинг структурали кўриниши.

Бу эса ковалент боғланишга эга бўлган кристаллар учун характерлидир. Бундай яримўтказгичларнинг эркин сирти тўйинмаган валент боғланишлар бой. Расмда қора рангли айланалар билан бурилган димерлар атомларининг юқори

қатламлари кўрсатилган. Қуйи қатламдаги атомлар штрихлар билан кўрсатилган.

Яримўтказгич сирти эркин энергиясини камайтириш учун, атомлар бири бири билан боғланишлар ҳосил қилиш мақсадида ўзининг бошланғич ҳолатларидан силжийди ва узилган боғланишларни тўйдиради. Сирт энергиясининг кейинги камайишлари тўйинмаган боғланишлар зарядлар кўчиши билан боғлиқдир. Бошқа томондан олиб қаралганда, атомларнинг силжиши (кўчиши) кристалл панжарада механик кучланишларни ҳосил қилади ва бу эса сиртнинг эркин энергиясини оширади. Ушбу қаралган икки тенденциянинг ўзаро таъсирлари натижаси реконструкцияланган сиртнинг аниқ структурасини белгилайди. Одатда, юқори қатлам реконструкциялари етарли чуқурликдаги қатламларрелаксацияси билан кузатилади.

Кимёвий боғланишларнинг ўзгариб, қайтадан тузилиши (боғланиш ҳосил қилиши) сирт реконструкциясини ҳосил қилади ва унинг кристалл сиртининг электрон структурасини аниқлайди. Бунда биз биламизки, боғланишлар кимёвий боғланишлардан фарқли равишда икки кўринишдаги кучлар ҳисобига ҳосил бўлади: булар Кулон кучлар ва квант-механик кучлар. Агар алоҳида олинган манфий ва мусбат ионлар ўзаро таъсирида кучлар ҳосил бўлса, бундай боғланишлар ион боғланишлар дейилади. Квант-механик табиатига эга бўлган кучлар ковалент ва металл боғланишлар ҳосил қилади. Мана шундай боғланишларнинг ҳосил бўлиш механизмини кўриб чиқамиз. Атомлар бири бири билан яқинлашганда, уларнинг ташқи электрон қобиллари (делеколизация) яқин қўшни атомлари учун ҳам умумий бўлиб қолади, (ковалент боғланиш) ёки кўп атомлар ҳам умумий бўлади (металл боғланиш). Кристалл сирт структурасини ҳосил бўлишида асосий фактор кристалл ҳосил бўлишидаги боғланишлар кўринишидир. Шу билан бирга сирт реконструкцияси ўрганилаётганда сиртнинг ўзидаги кучли боғланишларни ҳам эътиборга олиш лозим.

Кристалл сирти электрон сиртининг энг асосий хусусияти ундаги электрон ҳолатларнинг мавжудлигидир. Сирт ҳолатлар тушунчаси бу-сирт Ферми сатҳига боғлиқ равишда (ҳолатда) ўзининг зарядли ҳолатини ўзгартирадиган ва таъқиқланган зонада энергетик сатҳга эга, кристаллни у ёки бу муҳит билан чегарасида жойлашган электрон ҳолатларидир. Хусусий ва хусусий бўлмаган сирт ҳолатлари идеал кристалл сирти билан боғлиқдир.

1.2. Тамм сирт ҳолатлари.

Электронларнинг энергетик спектрлари чексиз ва вакуум билан чегараланган кристалларда сезиларли даражада фарқланишини биринчи бўлиб И.Е.Тамм назарий жиҳатдан кўрсатиб берган. Кристалл панжара кесилганда, чексиз кристаллдаги рухсат этилган энергиялар дастасидан фарқли равишда, электронларнинг рухсат этилган дискрет энергетик ҳолатлари ҳосил бўлади.

Кейинчалик бундай сирт ҳолатлари Тамм ҳолатлари деб аталган. Бу ҳолатларга мос келувчи электронларнинг тўлқин функциялар кристалл чегарасида максимумга эга ва у сиртдан узоқлашганда кристалл ҳажми ва вакуум томон йўналишларида пасайиб боради. Тамм ҳолатларини характерловчи тўлқин функцияни ψ ва уларнинг энергетик жойлашишларини топиш учун Шредингернинг тўлқин тенгламаларини ечиш керак бўлади. Оддий бир ўлчамли ҳол учун у қуйидаги кўринишга эга.

$$\frac{d^2\psi}{dx^2} + \frac{2m}{\hbar^2}[E - U(x)]\psi = 0 \quad (1.1.)$$

Бу ифодада $U(x)$ -кристалда ҳаракатланаётган электрон учун потенциал майдонни аниқловчи функция.

Агар кристалл $x=0$ текислиги билан чегараланган бўлса, у ҳолда $U(x)$ даврий функция бўлади. Уни даври эса, $x > 0$ да; вакуумда $U(x) = U_0 = \text{const}$ яъни $x < 0$ панжара доимийсига тенг бўлади. (1.1) тенгламанинг ечими қуйидаги кўринишга эга:

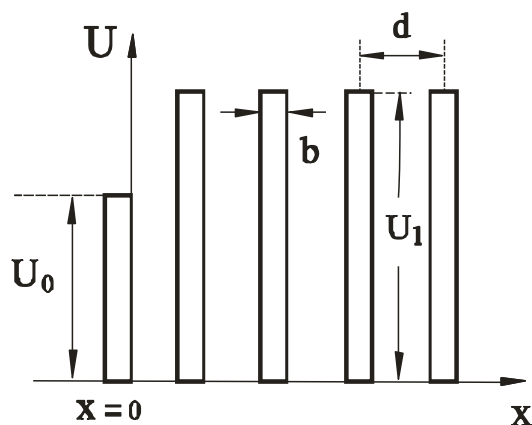
$$\psi(x) = A_1 u_k \exp(ikx) + A_2 u_{-k} \exp(-ikx) \quad (1.2)$$

Бунда: u_k ва u_{-k} - панжара даврий функцияси; $k(E)$ -электрон энергия функцияси; A_1, A_2 , -ихтиёрий ўзгармас катталиклар.

Кристалл панжара ичидаги потенциал йўналишини (юришини) ҳисобга олмаган ҳол учун, умумий ҳолда, агар кристалл чегараланган бўлса ва чекка қисмдаги элементар ячейканинг потенциал тўсиғи кристалл ичидаги потенциал тўсиғидан фарқли бўлган ҳолда таъқиқланган (ман этилган) чексиз кристалда рухсат этилган энергетик ҳолатлар ҳосил бўлиши мумкинлиги кўрсатиб ўтилди. Ҳақиқатдан ҳам, чексиз кристаллар учун энергиянинг $k(E)$ -функцияси моддий бўлган функциялари энергиялари қийматлари рухсат этилган бўлиб ҳисобланади. Худди шу шароитда (1.2) ифода билан аниқланувчи функция аниқ чегарага эга. Шунинг учун, $k(E)$ -комплекс қийматга эга бўлган энергия қийматлари кўрилади кристаллнинг таъқиқланган энергетик зоналарга мос тушади. Масалан: $x=0$ текислик билан легирланган кристалл учун, (1.1) тенгламанинг кристалл ҳажми учун ечими қуйидаги кўринишга эга:

$$\psi(x) = A \exp \frac{\sqrt{2m(U_0 - E)}}{\hbar} x \quad (1.3)$$

Тамм сатҳлари энергиясини аниқловчи алоҳида тенгламани олиш учун кристалл панжара ичидаги потенциал юришни (йўналиши) аниқлаш зарур. Таммнинг биринчи илмий ишларида Крониг-Пеннининг кучсиз боғланган электронлар модели қабул қилинган эди. Бу моделда потенциал тўғри бурчакли чексиз нозик ва чексиз баланд тўсиқлар кўринишида олинган эди. Шу билан бирга, чегарадаги потенциал тўсиқлар ички қисмидаги потенциал тўсиқлардан фарқ қилади (1.5-расм).

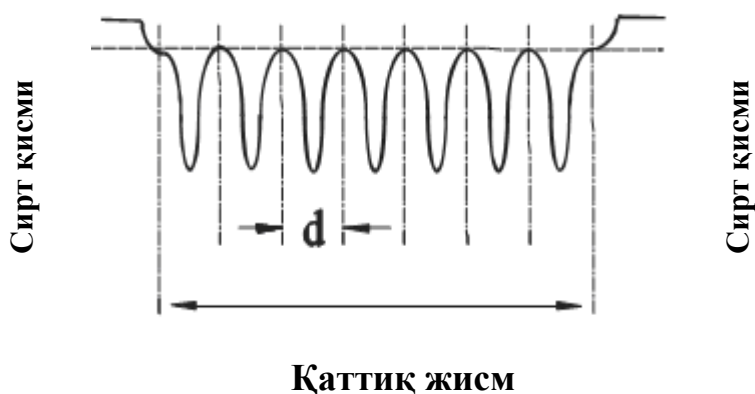


1.5-расм. Тамм моделига мос тушувчи, сирт билан чегараланган бир ўлчамли кристалдаги потенциал тақсимои.

Тамм сатҳлари энергиясини аниқловчи алоҳида тенгламалар олинган. Агар кристалнинг ҳар икки сирти кўрилса ва бирини иккинчисига таъсирини кичик кўзғалиш (ғалаён) деб қаралса, у ҳолда, кристалл чегараланганлиги учун, ҳар бир таъқиқланган зонада иккитадан дискрет энергетик сатҳлар ҳосил бўлади.

1.3. Шокли сирт сатҳлари.

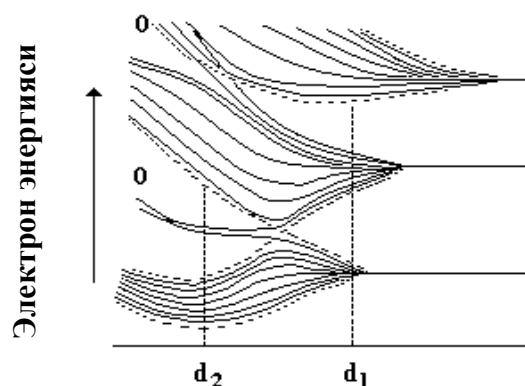
Шокли сирт ҳолатлари Тамм ҳолатлари каби қаттиқ жисм сиртидаги даврий потенциалнинг чегараланганлиги натижасида ҳосил бўлади. Лекин, Тамм ва Шокли бўйича сирт энергетик ҳолатларнинг ҳосил бўлиши сабаблари ҳархилдир. Шунинг учун уларни иккита турли кўринишдаги сирт энергетик ҳолатлари сифатида қараш қабул қилинган. Шокли сатҳлари саккизта атомдан иборат бир ўлчамли легирланган занжирлардан иборат деб қаралади. Даврий потенциал, ҳар бир атомга нисбатан симметрик ва ихтиёрий кўринишдаги бир хил потенциал ўралардан иборат деб қараш мумкин (1.6-расм).



1.6-расм. Шокли моделига мос ҳолдагми сирт билан чегараланган бир ўлчамли кристалдаги потенциаллар тақсимои.

Шу билан бирга чекка соҳадаги потенциал ўра тузилиши бузилмаган ва унинг кўриниши ички қисмдаги потенциал ўралардан фарқ қилмайди. Бундай

занжирлар учун электронларнинг энергетик спектрлари ҳисобланган ва кристалл панжара доимийсининг камайишида (чексиз кичик миқдоргача) бу спектрнинг ўзгариши ўрганилган. Занжирдаги атомлар орасидаги масофа (d) етарли даражада катта бўлганда системанинг энергия спекторлари дискрет сатҳлар билан аниқланади (ифодаланади) ва бу ҳар бир алоҳида атомлар учун характерлидир. Ҳар бир энергетик сатҳ эса сақкиз қарра айланиб бўлади (1.7-расм).



1.7-расм. Шокли моделига мос равишда сақкизта бир хилдаги атомлардан иборат ва атомлар орасидаги масофага боғлиқ ҳолдаги, кетма-кет қаторли ҳисобланган энергетик спектр кўриниши.

Кристалл панжара доимийсининг (d) камайиши билан алоҳида турган энергетик сатҳлар зоналарга бўлинади. Атомлар орасидаги маълум бир критик d_1 дан кичик қийматга етганда, эгри чизиқлар бир-бири билан кесишади, бу эса рухсат этилган зоналар чегарасига мос келади.

1.7-расмда пункир чизиқлар билан кўрсатилган. Бу ҳолатда, кристаллнинг таъқиқланган зонасида иккита (0) энергетик сатҳча ҳосил бўлади (1.7-расмга қаранг). Бу сатҳлардан бири рухсат этилган зонанинг қуйи қисмида, иккинчиси эса юқори қисмида ҳосил бўлади. Ўтказилган (аниқланган) ҳисоблашларнинг кўрсатишича, бу ҳолатларга, занжир чегарасидан узоқлашганда экспоненциал равишда сўнувчи тўлқин функциялари мос келади. Шундай қилиб, Шокли ҳолатлари фақат кичик кристалл панжара доимийларида ҳосил бўлади ва у зоналарнинг кесиши ҳисобига қатъий даврий потенциалдир (чекка соҳадаги ячейкани ҳисобга олганда ҳам).

Тамм ҳолатлари эса чекка соҳалардаги элементар ячейкалардаги потенциал деформациялар натижасида ҳосил бўлади. Агар ушбу ҳар икки шарт бажарилса, 2 ёки 4 та сирт сатҳлари, даврий потенциалнинг кўринишига боғлиқ ҳолда, мавжуд бўлиши мумкин.

1.4. Турли хилдаги сирт энергетик сатҳлари.

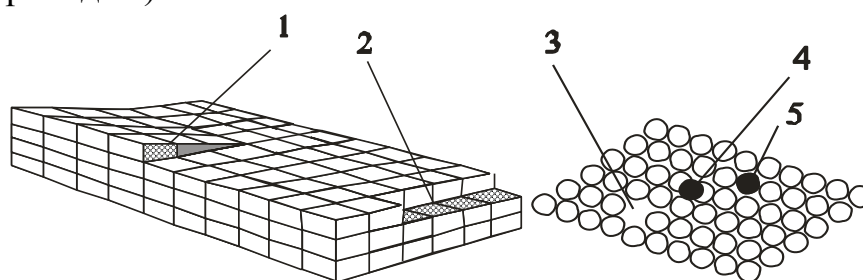
Тамм ва Шокли кўринишдаги сирт энергетик сатҳлари идеал ҳолдаги кристалл сиртида мавжуд бўлиши мумкин. Бу энергетик сатҳлардан ташқари, атмосфера билан контакт ҳолатида турган яримўтказгич кристаллининг реал сиртида бошқа сабаблар асосида ҳосил бўлган энергетик сатҳлар ҳам мавжуд бўлиши мумкин. Бундай сабабларга, кристалл сиртида жойлашган у ёки бу аралашманинг атомлари, кристалл панжаранинг сиртидаги нуқсонлар, дислокациялар ва бошқаларни киритиш мумкин. Масалан: кристалл сиртининг атом (молекула) ни “ушлаб” қолиши-физик адсорбция. “Ушлаб” қолинган атомлар (молекула) кристалл сирти билан Ван-дер-Вальс кучлари билан боғланган бўлади. Сиртнинг атом ва электрон структураси каби (ўзгармаганидек), “ушлаб” олинган атом (молекула) ларнинг ҳам атом ва электрон структураси ўзгармайди. Лекин, “ушлаб” қолинган молекулаларнинг кутбланиши мавжуд бўлиши сирт хусусиятига таъсир кўрсатади. Кимёвий адсорбция мавжуд бўлса, атом ёки молекулалар сирт билан кучли кимёвий боғланишлар ҳосил қилади. Бу ҳолда, сирт структураси ва “ушлаб” қолинган молекулалар структураси сезиларли даражада ўзгаради. Сирт электрон ҳолатлари, худди ҳажмдаги аралашма ҳолатларига ўхшаб, донор ёки акцептор характерга эга бўлиши мумкин. Агар сирт электрон ҳолатлари акцептор характерга эга бўлса, у ҳолда, “ушлаб” қолинган электронлар бўлмаса, улар нейтралдир. Сирт донор характерли ҳолатда бўлса, электронлар бўлмаган ҳолда мусбат зарядланган ва электронлар билан тўлган бўлса, нейтрал бўлади.

Акцептор характерли ҳолатда электрон “тузоқ”га эквивалентдир. Электрон бўлмаса нейтрал ва электронни “ушлаганда” манфий зарядли ҳолатда бўлади. Донор характерли ҳолат ковак “тузоқ”га эквивалент бўлади. Уларда ковак бўлмаса, у нейтрал ва ковакни “ушлаганда” мусбат зарядли бўлади. Сиртнинг мураккаб йўналишига битта асосий сабаб бор. Қаттиқ жисмларнинг асосий характеристикаси уларнинг ўзгармас кўринишидир. Уларнинг бундай хусусиятлари, атомлари силжишлари (ҳаракатлари) билан боғланган, қаттиқ жисмлардаги ҳар қандай релаксация жараёнларининг жуда кичик тезликларда ўлчанишидир. Шунинг учун, аксарият ҳолларда, қаттиқ жисм мувозанатда бўлмаган метастабил кўринишга эга, яъни, бу форма барқарор эмас, лекин, қаттиқ жисмларни мувозанат ҳолатга ўтказувчи жараёнларни жуда кичик бўлакларида бўлгани учун барқарор ҳолатни сақлайди.

Умуман олганда, қаттиқ жисм сиртининг кўриниши, тузилишини аксарият ҳолларда уларни ўстирилиши, қайта ишловлар аниқлайди ва у мувозанат ҳолатдан сезиларли фарқ қилиши мумкин. Реал ҳолларда тартибланган идеал сиртлар мавжуд эмас. Ҳар қандай реал сирт юзаси маълум бир аниқ

структурали нуқсонларга эга. Бундай нуқсонлар қаттиқ жисм сиртининг физик хусусиятларига етарли таъсир кўрсатади.

Сирт таркибларининг ўзгариши кўп ҳолларда уларнинг ўстириш ва қайта ишлов жараёнлари билан кучли боғланган ҳамда мувозанат ҳолатидан фарқ қилади. Реал ҳолларда қатъий тартибли симметрияга эга сирт юзалари мавжуд эмас. Ҳар қандай реал сирт аниқ миқдордаги структура нуқсонларига эга бўлади. Бу нуқсонлар сезиларли даражада қаттиқ жисмлар сиртининг физик хусусиятларига таъсир кўрсатади. Сирт юзасидаги нуқсонларнинг ҳосил бўлиши структуранинг бузилишларига ва сирт таркибининг ўзгаришига боғлиқдир. Сирт юзасининг нуқсонлари ўлчамлилигига кўра, ноль ўлчамли ва бир ўлчамли нуқсонларга бўлинади. Ноль ўлчамли нуқсонларга қуйидагилар: сирт юзасида жойлашган атом қатламларидан юқорида жойлашган атомлар киради (1.8-расмда 4)



1.8-расм. Сирт юзасидаги нуқсонлар кўриниши.

Вакансиялар- атомлар билан тўлдирилмаган ҳолатлар (1.8-расм, 3).

Масалан: $\langle 100 \rangle$ кристалл ориентацияли кремний сиртида нуқсон ҳосил қилувчи кремний атомлари жуфтлиги мавжуд бўлиши мумкин ва бу ҳолат иккилик вакансия дейилади. Панжара тугунларига жойлашувчи нуқсонлар (1.8-расмда, 5). Масалан: GaP сиртида антиструктурали тугунларни тўлдирувчи нуқсонлар PGa ҳосил бўлиши галлий атомлари ўрнида фосфор атомлари жойлашишидир. Бир ўлчамли нуқсонларга: сирт юзасидаги зинасимон нуқсонлар (8-расм, 1) асосида олинган структураларга сиртлар соҳалари орасидаги чегаралар киради. Сирт соҳасида бўлиб ўтаётган аксарият динамик жараёнларда атомлар асосий аниқловчи роль ўйнайди. Келиб чиқиши ва жараёнига асосан атомлар ташқи ва термик бўлиши мумкин. Ташқи атомлар-булар номувозанат шароитларда ҳосил бўлган атомлар, айтайлик, газли фазадан ўстириш жараёнидир. Термик атомлар-сиртни термик қайта ишлов натижасида ҳосил бўлган атомлар. Вакансиялар $\langle 100 \rangle$ ориентацияли кремний материалларининг тоза сиртидаги аксарият структурали нуқсонлар-вакансия кўринишидаги нуқсонлардир.

Кристалл панжара тугунлари ўрнига жойлашувчи нуқсонлар. Бундай нуқсонлар икки компонента бирикмаларда учрайди. Баъзи бир жойлар, одатда бир компонента атомлари жойлашган тугунларда бошқа компонента атомлари жойлашиши мумкин. Хусусан, бундай нуқсонлар GaP $\langle 110 \rangle$

материаллари сиртида учрайди. Худди шундай нуқсонлар орқали энергетик сатҳларнинг ҳосил бўлиш шароитлари, амалий жиҳатдан Тамм сатҳлари ҳосил бўлиш механизмларидан фарқ қилмайди. Бу икки ҳолда ҳам, потенциал ўраларнинг икки соҳаларининг бузилиши ёки кристаллнинг кесилиши (узилиши) натижасида даврийликнинг бузилиши ҳисобига бундай нуқсонлар ҳосил бўлади. Тамм сатҳларидан фарқли равишда, (Тамм сатҳларининг зичлиги ситдаги атомлар сонига тенг) нуқсонлар ёки аралашмалар билан боғланган энергетик сатҳлар зичлиги ихтиёрий бўлиши мумкин. Бундай нуқсонларнинг етарлича юқори даражадаги концентрацияси, ҳар-хил ҳолатларга мос келувчи тўлқин функцияларининг бир-бири билан кесишиши юзага келиши мумкин. Натижада, сирт энергетик зоналари ҳосил бўлади. Юқорида келтирилган мулоҳазалардан кўриниб турибдики, яримўтказгич материалларининг сирти ҳам фундаментал, ҳам амалий нуқтаи назардан катта аҳамиятга эга. Яримўтказгичлар сиртининг структурали ва электрон хусусиятлари бир неча 10 йиллардан буён ўрганиб келинаётган бўлса ҳам, мураккаб реконструкциясига эга бўлган физик жараёнлар баҳс-мунозарали ҳолда келмоқда.

Назорат саволлари:

1. Қандай сиртлар идеал сиртлар дейилади?
2. Сирт релаксацияси деб нимага айтилади?
3. Сирт релаксациясининг турлари?
4. Латериал ва нормал сирт релаксациясининг фарқини тушунтиринг.
5. Қандай сирт реконструкциялари мавжуд?
6. Қандай электрон ҳолатлар сирт ҳолатлари дейилади?
7. Шокли ва Тамм сатҳлари фарқини тушунтиринг.
8. Ноль ўлчамли сирт нуқсонларига қандай нуқсонлар тегишли?
9. Кристалларда қандай кимёвий боғланишлар мавжуд?
10. Металл ва ковалент боғланишларни тушунтиринг.

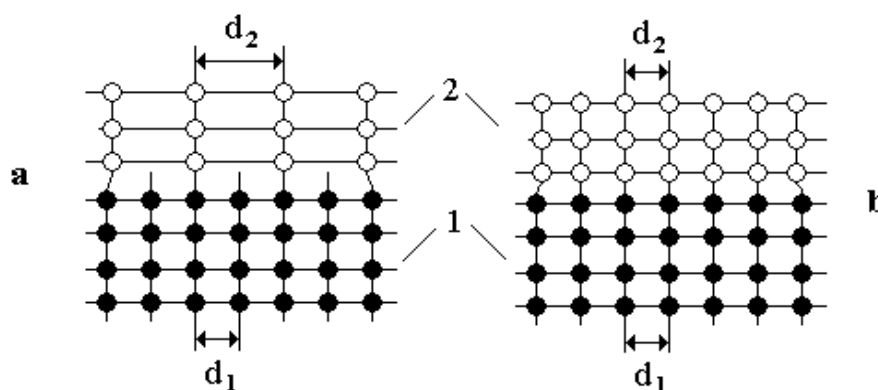
I-Бобга доир адабиётлар:

1. Ржанов А.В. Электронные процессы на поверхности полупроводников. Москва. «Наука» 1971. С.480.
2. Бехштейн Ф., Эндерлайн Р. Поверхности и границы раздела полупроводников. Москва. «Мир» 1990. С.486.
3. Лифшиц В.Г. Соросский образовательный журнал. №1. 1995.
4. Фистуль В.И. Физика и химия твердого тела. Москва. «Металлургия» 1995. С.320.
5. Киселев В.Ф., Козлов С.Н., Зотеев А.В. Основы физики поверхности твердого тела. Москва. «МГУ» 1999. С. 284.
6. Зенгуил Э. “Физика поверхности”. Москва. «Мир» 1990. С.536.

II-БОБ. ЁПИҚ ЧЕГАРА СОҲАСИ.

2.1. Ёпиқ чегара соҳаси тўғрисида умумий маълумотлар.

Қаттиқ жисмларнинг сирти икки муҳит чегараси ҳисобланади. Бу бўлим чегараси ҳар икки муҳит билан ўзаро таъсир натижасида ҳосил бўлади ва шаклланади. Шунинг учун, ёпиқ бўлим чегарасининг физик хусусиятлари ҳар икки муҳит хусусиятлари билан аниқланади. Уч хил кўринишдаги фазалараро ёпиқ бўлим чегаралари мавжуд: когерент бўлган, ярим когерентли ва когерент бўлмаган ёпиқ бўлим чегараларини аниқлаш ва тушуниш учун иккита қаттиқ жисм чегарасини кўриб чиқамиз (2.1-расм, 1 ва 2).



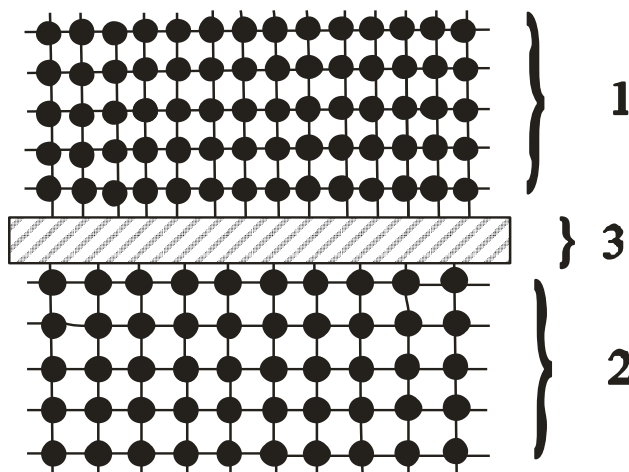
2.1-расм. Иккита қаттиқ жисм чегара бўлими.

d_1 ва d_2 катталиклар билан 1 ва 2 қаттиқ жисм атомлари орасидаги масофани x ўқи бўйича белгилаймиз.

Агар 1 ва 2 фазалардан иборат бўлган система деформацияга учрамаган бўлса (2.1-расм,а), у ҳолда бўлим чегараси когерент эмас бўлади. (Когерентлик лотин тилида-боғланган ҳолдаги ёки мослашганни билдиради). Бу эса, икки муҳит бўлим чегарасида тугалланмаган валент боғланишлари мавжудлигини билдиради. Когерентлик чегара бўлими ҳосил бўлиши учун (2.1-расм,в), 1 фаза чегараси яқинидаги ҳар бир атом 2 фаза чегараси яқинидаги битта атом билан боғланган бўлиши керак. Бунинг натижасида система деформацияланишга мажбур бўлади. Ҳосил бўлган механик деформация атомлараро масофаси фарқли бўлган икки қаттиқ жисм панжараларининг яқинлашишини амалга оширади.

Панжараларнинг мос бўлмаслик даражаси қанча катта бўлса, чегара бўлимидаги дислокациялар зичлиги ва кучланмаган валент боғланишлар сони шунча кичик бўлади. Когерент чегара бўлимидаги бир қаттиқ жисм панжараси аста-секин бошқа бир қаттиқ жисм панжарасига ўтади. Умуман атомда, фазалар орасидаги чегара бўлимини иккита ҳажмий қаттиқ фазаларни ажратиб турувчи соҳа деб айтиш мумкин. 2.2-расмда 1 ва 2 қаттиқ фазаларни ажратиб турувчи

ўтиш соҳаси 3, шартли равишда кўрсатилган. Бу ўтиш соҳасида структуранинг физик-химик хусусиятлари ва икки муҳит электрофизик хусусиятлари структура ҳажмидаги шундай хоссаларидан фарқ қилади. Бундай фарқ, биринчи навбатда, бир-бирига текис турган кристалл панжараларнинг мос тушмаслиги ва уларнинг параметрларининг (хар-хиллигидадир) фарқланишидадир.



2.2-расм. Икки қаттиқ жисм чегарасидаги шартли ўтиш соҳаси.

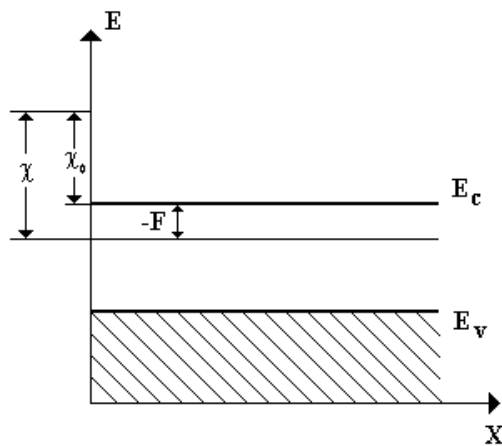
Металл-яримўтказгич чегара бўлимида узлуксиз равишда тақсимланган сирт ҳолатлари мавжуд. Бундай ҳолатларга, яримўтказгич сиртининг хусусий ҳолатларини, Тамм ёки Шокли ҳолатларини (сирт ҳосил қилган нуқсонлар ёки ташқи аралашмалар ҳосил қилган) киритиш мумкин. Яримўтказгичнинг у ёки бу муҳит билан чегара бўлимини ёки яримўтказгич ҳажмидаги электронларнинг энергетик сатҳларидан фарқли равишда, чегара бўлимида ёки яримўтказгич сиртида жойлашган электронлар энергетик спектрларининг ўзгариши билан боғлангандир.

2.2. Металл-Яримўтказгич чегара бўлими (соҳаси).

Яримўтказгич-металл чегара соҳасининг физик хоссаларидан яримўтказгичли асбоблар ишлаб чиқаришда кенг фойдаланилмоқда. Бу эса кўрсатиб ўтилган соҳанинг турли-туман хоссалари билан боғлиқдир. Энди ушбу хоссаларнинг айирмалари билан танишиб чиқамиз.

Кристалл ичидаги электронлар Кулон ўзаро таъсир кучига асосан кристалл панжара тугунлари томон ҳаракатланади. Шунинг учун, яримўтказгичдаги ёки металлдаги электронларнинг потенциал энергияси, вакуумдаги эркин электрон энергиясидан кичик бўлади. Яримўтказгичдаги электронларни вакуумга ўтказиш учун унга қўшимча энергия берилиши зарур. Ўтказувчанлик зонасининг тубида жойлашган электронни яримўтказгични ташлаб чиқиб кетиши учун керак бўлган минимум энергия яримўтказгични ташкил этиш иши дейилади. Одатда, электронлар энергияси электрон-вольтларда (ЭВ)

ҳисобланади ёки потенциаллар фарқи 1 вольтга тенг майдонни электрон кесиб ўтганда олган энергияси 1 эВ га тенг бўлади. Ташқи чиқиш иши χ_0 кристалл панжаранинг хоссалари билан аниқланади ва у турли яримўтказгичлар учун ҳар-хил қийматларга эга (1 дан 6эВ гача бўлиши мумкин). Шунинг учун, ўтказувчанлик тубида жойлашган электрон яримўтказгични ташлаб кетиши учун у баландлиги χ_0 га тенг бўлган потенциал ўрани енгиб ўтиш керак бўлади. Ферми сатҳида жойлашган электрон, яримўтказгични ташлаб чиқиб кетиши учун, χ_0 баландликга эга бўлган потенциал тўсикни енгиб ўтиши керак. Агар, ҳамма қаттиқ жисмларда, хусусан яримўтказгичларда ҳам, мана шундай потенциал тўсиклар бўлмаганда, ўтказувчанлик зонасидаги ҳамма электронлар яримўтказгични ташлаб чиқиб кетган бўлар эди.



2.3-расм. Термодинамик чиқиш ишини тушуниш учун келтирилган схема.

Таъкидлаб ўтиш лозимки, шундай тўсик бўлганда ҳам электронларнинг бир қисми яримўтказгични ташлаб чиқиши ва тўсикни енгиб ўтиши учун етарли энергияга эга бўлади. Агар яримўтказгичдаги электронлар концентрацияси катта бўлмаса, у ҳолда, уларнинг ҳолатлари Максвелл статистикаси билан аниқланади. Ушбу статистикага асосан, v_x дан $v_x + dv_x$, v_y дан $v_y + dv_y$ ва v_z дан $v_z + dv_z$ интервалларда тезликларга эга.

Яримўтказгичнинг 1 см² юзасидаги электронлар сони қуйидаги боғланиш билан ифодаланади:

$$dn(v_x, v_y, v_z) = \frac{2m^3}{(2\pi\hbar)^3} \exp\left(-\frac{\frac{m}{2}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) - F}{kT}\right) dv_x dv_y dv_z \quad (2.1)$$

Бу ифодада: k - Больцман доимийси, $1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж / град га тенг, $\hbar$ - Планк доимийси, $6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж.сек га тенг, T – кристалл температураси, m - электрон массаси.

Яримўтказгични ташлаб чиқиб кетиши учун, етарлича энергияга эга бўлган электронлар учун, электронларни эффектив массаси билан эркин электронлар массалари орасидаги фарқни ҳисобга олмаса ҳам бўлади. Шунинг учун, (2.1) ифодадаги электрон массаси - m га тенг. Кинетик энергияси $mv_x^2/2$ га тенг бўлган электронлар, яримўтказгич сиртига перпендикуляр бўлган x йўналишда (χ_0 баландликга эга тўсиқда катта) яримўтказгични ташлаб чиқиши мумкин. Шу билан бирга, v_y ва v_z йўналишдаги тезликлар ҳар-хил бўлишлигини топамиз. Бунинг учун (2.1) ифодани мумкин бўлган v_y ва v_z барча тезлик қийматларида, яъни, $+\infty$ дан $-\infty$ гача интеграллаймиз:

$$dn(v_x) = \frac{2m^3}{(2\pi\hbar)^3} \exp\left(-\frac{\frac{mv_x^2}{2} - F}{kT}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_y^2}{2kT}\right) dv_y \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2kT}\right) dv_z \quad (2.2)$$

(2.2) ифодада ҳар икки интервал бир хилдир. Улардаги ихтиёрий биттасини ҳисоблаш учун янги ўзгарувчанлик киритамиз:

$$\xi = \left(\frac{m}{2kT}\right)^{\frac{1}{2}} v_z$$

Энди,

$$v_z^2 = \left(\frac{2kT}{m}\right) \xi^2 \text{ и } \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) d\xi = 2 \int_0^{\infty} \exp(-\xi^2) d\xi = \pi^{\frac{1}{2}} \quad (2.3)$$

Эканлигини ҳисобга олсак, у ҳолда (2.2) интервал учун қуйидаги ифодани ушбу кўринишда ёзиш мумкин:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2kT}\right) dv_z = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) d\xi = \left(\frac{2\pi kT}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.4)$$

(2.2) ифодадаги ҳар икки интервал тенгламасини ҳисобга олсак, қуйидаги қийматни олишимиз мумкин.

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2kT}\right) dv_z \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_y^2}{2kT}\right) dv_y = \frac{2\pi kT}{m} \quad (2.5)$$

Олинган (2.5) қийматни (2.2) ифодага қўямиз. Энди (1.2) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$dn(v_x) = \frac{m^2 kT}{2\pi^2 \hbar^3} \exp\left(-\frac{\frac{mv_x^2}{2} - F}{kT}\right) \quad (2.6)$$

v_x , тезликга эга бўлган ва x ўқи йўналиши бўйича кристалл чегарасида ҳаракатланаётган электрон, t вақт ичида $v_x \cdot t$ масофани босиб ўтади. Демак, v_x тезликга эга бўлган ва яримўтказгич сиртидан $v_x \cdot t$ масофада бўлган барча электронлар t вақт мобайнида, яъни ҳажмдаги $v = v_x t S$ яримўтказгич сиртида ҳаракатланаётган ҳамма электронлар шу сиртга етиб келади.

Бундай электронларнинг тўла сонини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$dN = dn(v_x) S v_x t$, бунда S -ажралган ҳажмнинг кўндаланг кесим юзаси. Бу электронлар билан сиртнинг 1см^2 юзасида ҳосил бўлган оқим:

$$dI = \frac{dN}{St} = v_x dn(v_x) \quad (2.7)$$

(2.7) ифодани яримўтказгич сирти йўналишидаги барча тезликлар бўйича интеграллаб, тўла оқимни ҳисоблаб топиш мумкин. Шу билан бирга, яримўтказгич сиртига етиб келган ҳамма электронлар ҳам яримўтказгични ташлаб чиқиб кетишини ҳам унутмаслик керак. Яримўтказгич сиртида мавжуд бўлган потенциал тўсиқни, энергияси шу тўсиқ баландлигидан катта бўлган $mv_x^2/2 > \chi_0$ электронлар енгиб ўтиши мумкин. Бундан, электронлар учун тезлик шarti келиб чиқади:

$$v_x > v_0 = \left(\frac{2\chi_0}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.8)$$

(2.8) ифодага асосан, яримўтказгични ташлаб чиқиб кетувчи электронларни тўла оқимини топиш учун, $v_x > v_0$ тезликка эга бўлган электронларни ҳисобга олиш зарур бўлади. Бундай электронлар ҳосил қилган оқимни топиш учун, v_0 до ∞ интервалда ҳисобланган барча тезликлар бўйича (2.7) ифодани интеграллаш керак. Натижада,

$$I = \int_{v_0}^{\infty} dI(v_x) = \int_{v_0}^{\infty} v_x dn(v_x) \quad (2.9)$$

(2.6) ни (2.9)га қўйиб ва яримўтказгичдаги Ферми сатҳи электронлар тезлигига боғлиқ эмаслигини ҳисобга олиб, қуйидаги ифодага эга бўламиз:

$$I = \frac{m^2 kT}{2\pi^2 \hbar^3} \exp \frac{F}{kT} \int_{v_0}^{\infty} \exp \left(-\frac{mv_x^2}{2kT} \right) v_x dv_x \quad (2.10)$$

(2.10) ифодадаги интегрални ечиш учун янги интеграллаш ўзгарувчисини киритамиз:

$\xi = \frac{mv_x^2}{2kT}$, бунда, $d\xi = \frac{m}{kT} v_x dv_x$ ва $v_x dv_x$ учун ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$v_x dv_x = \frac{kT}{m} d\xi \quad (2.11)$$

(2.11) ифодани ва ξ ни (2.10) ифодага қўйиб қуйидаги интегрални оламиз:

$$\int_{\sqrt{\frac{2\chi_0}{m}}}^{\infty} \exp \left(-\frac{mv_x^2}{2kT} \right) v_x dv_x = \frac{kT}{m} \int_{\frac{\chi_0}{kT}}^{\infty} \exp(-\xi) d\xi = \frac{kT}{m} \exp \left(-\frac{\chi_0}{kT} \right) \quad (2.12)$$

Бунда яримўтказгич сиртидан ўтувчи электронлар оқими учун ифода қуйидагича бўлади:

$$I = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2 \hbar^3} \exp \left(-\frac{\chi_0 - F}{kT} \right) \quad (2.13)$$

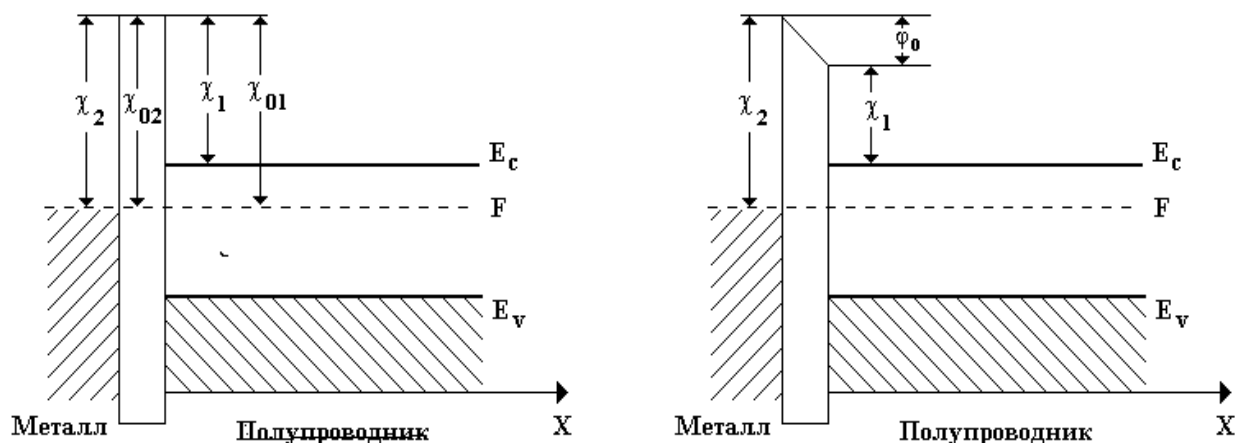
Олинган ифоданинг экспоненти кўрсаткичида $\chi_0 - F$ катталик мавжуд. Бу катталик, яримўтказгич Ферми сатҳида жойлашган электронни вакуумга ўтказиш учун керак бўлган бажарилган ишга тенг.

$$\chi = \chi_0 - F \quad (2.14)$$

Ва у термодинамик чиқиш иши дейилади, чунки, Ферми сатҳи, битта заррача учун келтирилган Гиббснинг термодинамик чиқиш ишини одатда чиқиш иши дейилади, (2.13) ифода 1 секунд вақт мобайнида яримўтказгич сиртининг

1см² юзасидан нечта электрон вакуумга ўтишини кўрсатади. Шу билан бирга, (2.13) ифодадан кўриниб турибдики, яримўтказгични ташлаб чиқувчи электронлар сони фақат яримўтказгичнинг чиқиш иши ва температураси билан аниқланади. Қаттиқ жисмлардан иссиқлик ҳаракати энергияси ҳисобига электронларнинг чиқиши термоэлектрон эмиссия дейилади. Агар, вакуумда жойлашган яримўтказгич изоляцияланган бўлса, у ҳолда термоэлектрон эмиссия узоқ давом этади. Ҳақиқатдан ҳам яримўтказгичдаги электронларнинг камайиши билан у мусбат зарядланади ва ҳосил бўлган электр майдон электронлар эмиссиясига тўсқинлик қилади.

Энди, яримўтказгич билан яқин контакт ҳолатига келтирсак, қандай физик жараёнлар ҳосил бўлишини кўриб чиқамиз (2.4-расм).



2.4-расм. Яримўтказгич ва металл орасидаги потенциал тўсиқнинг ҳосил бўлиши.

Биринчи бошланғич ҳолатида улар орасидаги электр майдон йўқ, чунки, яримўтказгич ва металл чегарасидаги электронларнинг потенциал энергияси бир хил бўлади. Бу ҳолат, яримўтказгични ташлаб чиқаётган ҳамма электронлар металга ўтишини билдиради.

(2.13) ифодага асосан, яримўтказгични ташлаб чиқаётган электронлар оқими унинг параметри бўлган чиқиш ишига ва температурага боғлиқ. Бу электронлар оқимини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$I_1 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2 \hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_1}{kT}\right) \quad (2.15)$$

Бунда: χ_0 -яримўтказгичнинг чиқиш иши.

Металларда эркин электронлар сони яримўтказгичдагига нисбатан кўп бўлади. Бу электронлар ўтказувчанлик зонаси тубидан Ферми сатҳигача жойлашган энергетик сатҳларни тўлдирган бўлади. Лекин, Ферми сатҳи энергиясидан юқори энергияга эга бўлган электронлар сони ҳам етарлича юқори. Бундай тез электронлар ҳамда яримўтказгичдаги электронлар Максвелл

статистикасига бўйсинади. Термоэлектрон эмиссия ҳодисаларини кўриб чиқиладиганда фақат тез электронлар ҳисобга олинади, чунки, Ферми сатҳи энергиясидан юқори энергияга эга электронлар метални ташлаб чиқади. Шунинг учун, металдан чиқаётган электронлар оқими (2.15) ифодага ўхшаш ифода билан аниқланади:

$$I_2 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_2}{kT}\right) \quad (2.16)$$

бунда: χ_0 -металл чиқиш иши.

Турли металлва яримўтказгичлар чиқиш ишларининг қийматлари 1,2 эВ дан 6 эВ орасида бўлади. Энди металллардаги чиқиш иши χ_2 , яримўтказгич чиқиш ишидан χ_1 катта бўлган ҳолни кўриб чиқамиз, яъни $\chi_2 > \chi_1$. Бу ҳолатда электронлар метални ташлаб чиқиши учун юқори баландликга эга бўлган потенциал тўсиғини енгиб ўтиши керак. (2.15) ва (2.16) ифодаларга асосан, яримўтказгичдан чиқаётган электронлар оқими металдан чиқаётган электронлар оқимидан кўп бўлади. Натижада, электронларнинг бир қисми сирт яқинидан кетганлиги учун, яримўтказгич сирт соҳаси мусбат зарядланади. Металлнинг сирт яқини соҳаси эса, кўшимча электронлар ҳисобига манфий зарядланади. Яримўтказгич ва металл орасида потенциаллар фарқи ҳосил бўлади. Энди, яримўтказгичдан учиб чиққан электрон металга етиб бориши учун кўшимча потенциални $\varphi = q U$ енгиб ўтиши керак бўлади. Потенциал тўсиқ баландлигидан кичик энергияга эга бўлган бу ҳолат, яримўтказгич ва металл орасидаги потенциал тўсиқ $\chi_1 + \varphi$ га тенг бўлганлигини билдиради. Демак, яримўтказгичдан чиққан электронлар оқими қуйидаги ифода билан аниқланадиган қийматга тенг бўлади.

$$I_1 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_1 + \varphi}{kT}\right) \quad (2.17)$$

Металдан яримўтказгичга ўтаётган электронлар оқими эса (2.16) ёрдамида аниқланади, чунки, метални ташлаб чиқиб яримўтказгичга тушаётган электронлар оқими учун потенциал тўсиқ баландлиги ўзгармайди ва у χ_2 га тенг. Ҳосил бўлган потенциаллар фарқи U , яримўтказгич ва металдан чиқаётган электронлар оқими бир-бири билан тенглашгунча ортиб боради. Мувозанат ҳолатда бу электрон оқимлари тенгяъни:

$$I_1 = I_2, \\ \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_1 + \varphi}{kT}\right) = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_2}{kT}\right) \quad (2.18)$$

Олинган (2.18) ифодадан кўриниб турибдики, мувозанат ҳолатда металл-яримўтказгич чегара соҳасида ҳосил бўлган потенциаллар фарқи φ_0 , металл – яримўтказгич чиқиш ишлари фарқига тенг:

$$\varphi_0 = \chi_2 - \chi_1 \quad (2.19)$$

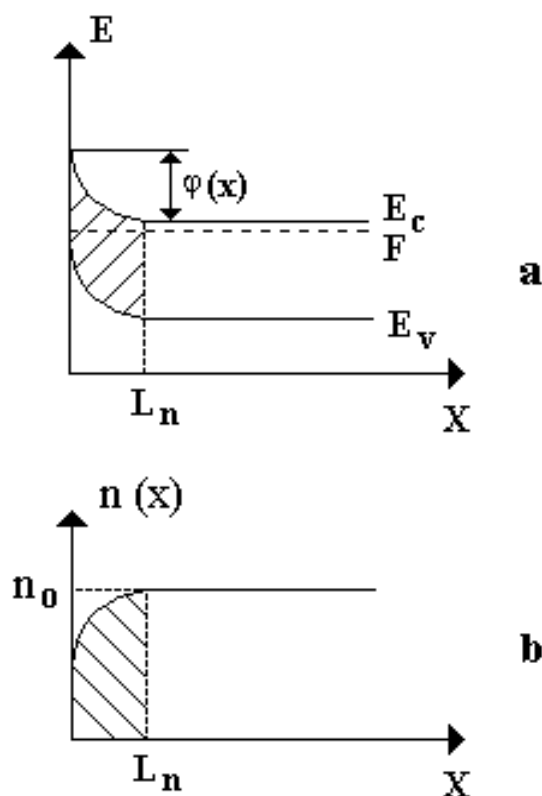
2.3. Металл-яримўтказгич контакт турлари.

Контакт потенциаллар фарқининг мавжудлиги, металл-яримўтказгич чегара соҳасида электр майдон бирлигини (ҳосил бўлишини) билдиради. Бу электр майдон яримўтказгичдан металл сиртига ўтган қўшимча (ортиқча) манфий зарядлар ҳисобига ҳамда яримўтказгичдан чиқиб кетган бир хил электронларнинг ўрнида ҳосил бўлган мусбат зарядлар ҳисобига ҳосил бўлади.

Металларда эркин электронлар сони катта 10^{22}см^{-3} ва диэлектрик сингдирувчанлик кичик бўлганлиги учун, ортиқча электронлар сирт атомларида жойлашган бўлади. Яримўтказгичларда камбағаллашган қатлам мавжуд. Бу соҳадан етарли даражадаги катта концентрацияли электронлар металга ўтади ва бир неча мингли атом қатламларини ташкил этади. Бу ҳолат, контакт потенциаллар фарқи натижасида ҳосил бўлган электр майдон яримўтказгич ҳажмига етарлича катта чуқурликка кириб боришини билдиради. Яримўтказгич ичига кириб борган электр майдон кристалл панжара атомларининг ички хусусий майдони билан қўшилади. Қаттиқ жисмлар панжара атомларининг электр майдон кучланганлиги 10^8 В/см атрофида бўлади. Металларда контакт электр майдон кучланганлиги эса, 10^6 В/см катталиклдан ошмайди. Демак контакт майдони панжара майдонига нисбатан кучсиз майдон ҳисобланади. Бу майдон яримўтказгичнинг чиқиш ишини, таъқиқланган зона кенглигини ёки энергетик зоналар структурасини ўзгартирмайди. Бу майдон кристалл панжара хусусий майдони билан қўшилиб, яримўтказгич энергетик зоналарининг фақат бир оз “эгриланиши” га олиб келади. Яримўтказгичдаги электроннинг тўла энергияси, контакт майдон таъсирида ҳосил бўлган энергия йиғидисига тенг $\varphi(\mathbf{x}) = qU(\mathbf{x})$.

Контакт майдони бўлмаган ҳолларда, яримўтказгич ўтказувчанлик зонаси тубида жойлашган электрон энергияси координаталарга боғлиқ эмас ва у ҳамма нуқталарда бир хил бўлади. Шунинг учун, юқоридаги 1.1 ва 1.3-расмларда ўтказувчанлик зонасининг туби горизонтал чизиқ билан кўрсатилган. Яримўтказгич ичига кириб боровчи контакт майдони мавжуд бўлса, у ҳолда, ўтказувчан зонаси тубида жойлашган электрон энергияси ортади, чунки, унга контакт майдон энергияси $\varphi(\mathbf{x})$ қўшилади. Электрон энергиясининг ортиши

ўтказувчанлик зонаси тубини $\varphi(x)$ катталткга мос келувчи эгриланишга олиб келади (2.5-расмга қаранг).



2.5-расм. Электрон ўтказувчанликга эга бўлган яримўтказгичнинг контакт соҳаси яқинида зоналар диаграммаси (а) ва электронлар концентрациясининг тақсимои (б). Шрихли соҳа электр майдонни яримўтказгич ичига кириб боришини кўрсатади (а). (б) яримўтказгичдаги электрон концентрациясининг ўзгариш соҳаси.

Контакт майдонининг катталиги яримўтказгич таъқиқланган зонаси кенглигини ўзгартиришга етарли бўлмаганлиги учун, худди шундай катталиқга валент зонасининг юқори чегараси кам эгриланади. Натижада, яримўтказгич-металл чегара соҳаси яқинида яримўтказгичнинг зоналар диаграммаси эгриланади.

Термодинамик мувозанат ҳолатларида ҳар қандай системаларда Ферми сатҳи бир хил баландликда жойлашганлиги учун, бизнинг ҳолатда ҳам, металл-яримўтказгич системасида, металл ва яримўтказгичда Ферми сатҳлари бир хил бўлиши керак (2.4-расм). Демак, контакт майдони мавжудлигида, яримўтказгичдаги Ферми сатҳидан яримўтказгич ўтказувчанлик зонаси тубигача бўлган масофа доимий катталиқ эмас ва у координаталарга боғлиқ экан.

Фақат яримўтказгичнинг чуқур ҳажмларида бу катталиқ доимий қолади. Бу ерда биз жуда юпқа қалинликдаги яримўтказгич ҳолатини кўриб чикмадик, чунки унда контактмайдони яримўтказгичнинг ҳамма қатламига кириб боради. Текширилаётган ҳолатда эса, яримўтказгич-металл чегара соҳасидаги контакт майдони, бир қисм электронларнинг яримўтказгичдан металлга ўтиши натижасида ҳосил бўлди. Демак, яримўтказгичнинг контакт соҳасидаги

электронлар концентрацияси унинг ҳажм соҳасига нисбатан кичикдир (2.5-расм). Контакт соҳасида электронлар концентрациясининг камайиши кузатиладиган металл-яримўтказгич контактларкамбағаллашган контактлар деб аталган.

Камбағаллашган контактлар. Энди контакт соҳасидаги электр майдон билан металл-яримўтказгич чегара соҳаси яқинидаги эркин электронлар концентрациясини ўзгариши ўртасидаги боғланишни атрофлича кўриб чиқамиз. Текширилаётган контактда контакт майдони яримўтказгичдаги бир қисм электронларнинг металга ўтиши натижасида ҳосил бўлганлигини эслатиб ўтамиз, чунки, яримўтказгичнинг электронларини чиқиш иши χ_1 металдаги электронларнинг чиқиш ишидан кичик. Яримўтказгичга етарлича таъсир кўрсатаётган контакт майдони мавжудлигида, яримўтказгичдаги электронлар энергияси E , координатага боғлиқ бўлмаган кристалл панжара хусусий майдони энергияси билан контакт майдони $\varphi(x)$ таъсирида ҳосил бўлган энергиялар йиғиндиси билан аниқланади. Бу энергия координаталар функцияси ҳисобланади, чунки, контакт майдони яримўтказгичнинг тўла ҳажмига таъсир кўрсатиш имкониятига эга эмас.

$$E = \frac{mv^2}{2} + \varphi(x)$$

Яримўтказгич ҳажмида, $x = \infty$ да, контакт майдони натижасида ҳосил бўлган электрон энергияси нолга тенг, яъни, $\varphi(x) = 0$. Яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонасидаги электронлар концентрацияси қуйидагича ифодаланиши мумкин:

$$n(x) = n_0 \exp\left(-\frac{\varphi(x)}{kT}\right) \quad (2.20)$$

Бу ифодада: n_0 —яримўтказгич ҳажмидаги эркин электронларнинг мувозанатдаги концентрацияси, k – Больцман доимийси, T - температура.

(2.20) ифодадан кўриниб турибдики, $\varphi(x)$ катталик ортганда электронлар концентрацияси $n(x)$ кескин камаймоқда, яъни, чегара соҳасига яқинлашганда эркин электронлар концентрацияси камаймоқда. Яримўтказгичнинг контакт соҳаси яқинидаги электронлар билан камбағаллашган соҳада мусбат зарядлар мавжуд бўлади, чунки, бу соҳада донор аралашмалар ионлашган атомларнинг мусбат зарядлари электронларнинг манфий зарядлари билан компенсациялашмайди.

Электрон ўтказувчанликга эга бўлган яримўтказгичнинг ҳажмий зарядлар зичлиги қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$\rho(x) = q[N_1 - n(x)] \quad (2.21)$$

Бунда: q - электрон заряди, N_d —донор аралашма ионлашган атомларнинг концентрацияси. Аксарият яримўтказгичларда, хона температурасида, барча саёз сатҳли донорли аралашмалар тўла ионлашган бўлади, яъни, $n_0 = N_d$. Шунинг учун (2.21) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\rho(x) = q[n_0 - n(x)] \quad (2.22)$$

Яримўтказгичдаги ҳажмий заряд зичлигини $\rho(x)$, Пуассон тенгламаси ёрдамида, $\varphi(x)$ орқали ифодалаш мумкин, (бу ерда ва кейинги маълумотларда $\varphi = \varphi(x)$ ва $\rho = \rho(x)$ деб ҳисоблаймиз):

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{\rho}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2.23)$$

Бунда: ϵ -яримўтказгичнинг диэлектрик сингдирувчанлиги, ϵ_0 -электр доимийси в у $8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/мга тенг.

(2.23) ифодага (2.20) ифодани қўйиб, $\varphi(x)$ қийматни топиш учун қуйидаги тенгламага эга бўламиз:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q}{\epsilon\epsilon_0} n_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{\varphi(x)}{kT}\right) \right] \quad (2.24)$$

Энди $\varphi(x) > 0$ катта бўлган ҳолни кўриб чиқамиз. Шу билан бирга $\varphi(x) > 2-3 kT$ бўлсин (чунки $\varphi(x)$ нинг кичик қийматларида контакт майдони ҳисобига электронлар энергиясини ортиши жуда кичик бўлади). Бундай шароитларда, (2.24) ифодадаги квадрат қавс ичидаги экспонентли ҳад (аъзо) бирдан етарлича кичик бўлади ва (2.24) тенглама қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q n_0}{\epsilon\epsilon_0} \quad (2.25)$$

(2.25) ифодани координаталар бўйича интегралласак, қуйидаги натижага эга бўламиз:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{q n_0}{\epsilon\epsilon_0} x + C_1 \quad (2.26)$$

C_1 – интеграллаш доимийсини аниқлаш учун чегаравий шароитларни кўриб чиқамиз. Юқорида айтиб ўтилганидек, контакт майдони яримўтказгичнинг

ҳажми бўйича чуқур кириб бормайди, балки маълум масофагача кириб боради, шунинг учун, фазовий зарядлар қиймати аниқ узунликга эга.

Ушбу қатлам чегарасида, ($x = L_n$ бўлганда) майдон нолга тенг деб фараз қиламиз, яъни:

$$\varphi(L_n) = 0 \text{ ва } E(L_n) = \frac{1}{q} \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad (2.27)$$

Бу ерда x координата бўлим чегарасидан яримўтказгич ҳажми йўналиши бўйича ҳисобланади, яъни, $x = 0$.

(2.27) шартларни (1.26) тенгламага қўйиб, C_1 доимийни топамиз:

$$C_1 = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} L_n \quad (2.28)$$

(2.28) ифодадан ва (2.26) тенгламадан фойдаланиб $\frac{d\varphi}{dx}$ қийматни топамиз:

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} (L_n - x) \quad (2.29)$$

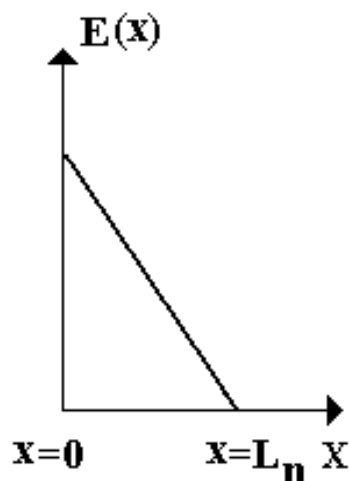
Энди (2.27) шартлардан фойдаланиб, яримўтказгичдаги электр майдон кучланганлиги қиймати E ни x координаталарга боғлиқлигини топамиз:

$$E(x) = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} (L_n - x) \quad (2.30)$$

Олинган (2.30) ифодадан кўришиб турибдики, $x = 0$ бўлганда электр майдон кучланганлиги максимал қийматга эга бўлар экан, яъни,

$$E_{\max} = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} L_n \quad (2.31)$$

2.6-расмда (2.30) ифодадан фойдаланиб ҳисобланган $E(x)$ боғланиш кўрсатилган.



2.6-расм. Металл-яримўтказгич контакт соҳасидаги электр майдон кучланганлигининг яримўтказгич ҳажми (қалинлиги) бўйича тақсимооти.

Келтирилган тақсимоотдан кўриниб турибдики, электр майдон кучланганлиги яримўтказгич ҳажми бўйича чизиқли ўзгаришга эга экан. $\varphi(x)$ боғланишни топиш учун (2.29) тенгламани интеграллаймиз:

$$\varphi(x) = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} \int (L_n - x) dx + C_2$$

$$\varphi(x) = -\frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} L_n x + \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} \frac{x^2}{2} + C_2 \quad (2.32)$$

$x = L_n$ бўлганда $\varphi(x)$ нинг қиймати $\varphi(x) = \varphi(L_n) = 0$ тенглигини ҳисобга олиб, C_2 интеграл доимийсини топамиз:

$$C_2 = \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} \frac{L_n^2}{2} \quad (2.33)$$

Сўнгра, (2.33) ифодани (2.32) тенгламага қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$\varphi(x) = \frac{qn_0}{2\epsilon\epsilon_0} (L_n - x)^2 \quad (2.34)$$

Олинган ифодадан кўриниб турибдики, кўрилаётган яримўтказгичнинг чегара соҳасидаги электронлар потенциал энергиясини тақсимооти яримўтказгич-металл контактида параболик функция билан аниқланади.

(2.34) ифодадан фойдалани, L_n ни қийматини топиш мумкин.

L_n катталик контакт майдонининг яримўтказгич ҳажмига қанчалик чуқур кириб боришини кўрсатади. Ҳақиқатдан ҳам, $x = 0$ бўлганда (1.34) ифодадан қуйидагини олиш мумкин:

$$\varphi(0) = \varphi_0 = \frac{qn_0}{\varepsilon\varepsilon_0} L_n^2 \quad (2.35)$$

Бу ифодадан:

$$L_n = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_0}{qn_0} \right)^{\frac{1}{2}} \text{ тенг бўлади,} \quad (2.36)$$

ёки, (2.19) ифодани ҳисобга олсак,

$$L_n = \left[\frac{2\varepsilon\varepsilon_0(\chi_2 - \chi_1)}{qn_0} \right]^{\frac{1}{2}} \text{ ҳосил бўлади} \quad (2.37)$$

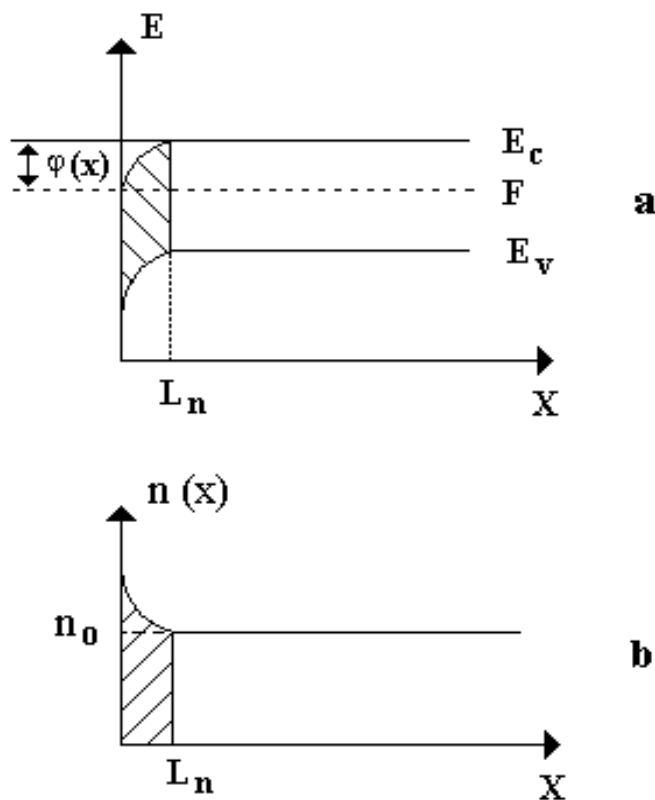
Кўришиб турибдики, яримўтказгич ва металл чиқиш ишларининг айирмаси (фарқи) қанча катта бўлса, контакт майдони яримўтказгич ҳажмига шунча чуқуркириб боради. Шу билан бирга эркин заряд ташувчилар концентрацияси ортиб бориши билан L_n катталики камаюди ва бу ҳолат ҳосил бўлаётган электр майдонни эркин заряд ташувчилар экранлашиши билан боғлиқдир. Мисол учун, металл-яримўтказгич контактини, яъни Au-n-Si ни кўриб чиқамиз.

Яримўтказгичдаги эркин заряд ташувчилар концентрациясини $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ деб оламиз, яъни, $n_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. (1.36) ифодадан фойдаланиб ва $\varepsilon = 11,7$; $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ Ф/см}$; $q = 1,62 \cdot 10^{-19} \text{ К}$; $\varphi_0 = 0,8 \text{ эВ}$ қийматларни ҳисобга олиб, контакт майдонини яримўтказгич ҳажмига кириб бориш катталигини L_n аниқлаймиз, $L_n = 1 \cdot 10^{-4} \text{ см}$. Сўнгра (1.31) ифодадан фойдаланиб ҳам L_n учун аниқланган қийматни ҳисобга олиб, олтин-кремний (Au-n-Si) чегара соҳасидаги электр майдон кучланганлигининг максимал миқдорини топамиз ва у $E_{\max} = 1,6 \cdot 10^4 \text{ В/см}$.

Мис кремний Cu-n-Si контактлар учун $\varphi_0 = 0,58 \text{ эВ}$ га тенг. Агар яримўтказгичнинг солиштирма қаршилиги $5 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ бўлса, у ҳолда, контакт майдонининг яримўтказгич ҳажмига кириб бориши чуқурлиги (1.36) ифодага мос ҳолда, $L_n = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ бўлади.

Бойитилган контактлар. Энди металл-яримўтказгич контактини, яримўтказгич чиқиш иши металл чиқиш ишидан катта бўлган ҳолатни, яъни, $\chi_1 > \chi_2$ ни кўриб чиқамиз. Бу ҳолда, электронларга яримўтказгичдан чиқиб кетиши учун, металлларга нисбатан, юқори потенциал барьердан ўтиши керак бўлади. Демак, электронларнинг яримўтказгичдан металл томонга бўлган оқими, электронларнинг металдан яримўтказгич томонга бўлган оқимидан сезиларли даражада кичик бўлади. Бундай ҳолат, яримўтказгич чегара

соҳасидаги электронлар концентрациясини яримўтказгичнинг ҳажмидагига нисбатан каттароқ, кўпроқ бўлишига олиб келади, яъни, чегара қатлам электронлар билан тўйинган, бойиган бўлади (2.7-расм).



2.7-расм. Яримўтказгичнинг зоналар диаграммаси (а) ва бойитилган контактдаги электронлар концентрациясининг тақсимооти (б).

Шунингдек, бойиган қатламнинг чуқурлиги, камбағаллашган ҳолдагига ўхшаб, бир неча юз атом қийматларига етиб бориши мумкин. Бу ҳолларда, яримўтказгичнинг қалинлиги (ҳажми) бўйича электрон концентрациясини тақсимотини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$n(x) = n_0 \exp\left[\frac{\phi(x)}{kT}\right] \quad (2.38)$$

Ҳажмий зарядлар зичлигини эса, қуйидаги кўринишда ифода қилиш мумкин:

$$\rho(x) = q[n_0 + n(x)] \quad (2.39)$$

Бунда: n_0 -яримўтказгич ҳажмидаги мувозанатдаги электронлар концентрацияси, $n(x)$ -контакт майдон таъсиридаги электронлар концентрациясининг ўзгариши.

Пуассон тенгламаси эса қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} \left[1 + \exp \frac{\varphi(x)}{kT} \right] \quad (2.40)$$

Камбағаллашган ҳолатга $\varphi > 2 - 3kT$ ўхшаб, (2.40) ифодадаги экспонентани ўз ичига олган ҳад ҳам бирдан етарли даражада катта ва шунинг учун Пуассон тенгламасини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} \exp \frac{\varphi}{kT} \quad (2.41)$$

(2.41) тенгламани ҳар икки томонини φ га кўпайтириб, $x=\infty$ $\varphi(x) = 0$ шартларни ҳисобга олиб, $d\varphi$ ўзгарувчи бўйича интегралласак, қуйидаги ифодани оламиз:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \sqrt{\frac{2qn_0kT}{\epsilon\epsilon_0}} \exp \frac{\varphi}{2kT} \quad (2.42)$$

Сўнгра, ўзгарувчиларни ажратиб, (2.42) ифодани ҳар икки қисмини интеграллаш натижасида, электронлар билан бойитилган контактли яримўтказгичларда электронлар потенциал энергиясининг координаталарга боғланиш функцияларини характерловчи ифодага эга бўламиз:

$$\varphi = -2kT \ln \left[\frac{a(x + L_n)}{2kT} - 1 \right] \quad (2.43)$$

Бу ифодада a катталиқ қуйидагича аниқланади:

$$a = \sqrt{\frac{2qn_0kT}{\epsilon\epsilon_0}}$$

Келтирилган ифодадан кўриниб турибдики, металл-яримўтказгич контактининг яримўтказгич қисмининг чегара соҳаси асосий заряд ташувчилар билан бойиган ҳолатда бўлса, у ҳолда, электронлар потенциал энергиясининг тақсимоли логарифмик функция билан аниқланади. Шу билан бирга, мувозанат ҳолларда, контакт майдонининг яримўтказгич ҳажмига кириб бориш чуқурлиги, камбағаллашган соҳали контактлардагига нисбатан сезиларли даражада кичик бўлади. Бундай контактлар (антизапор) контактлар дейилади.

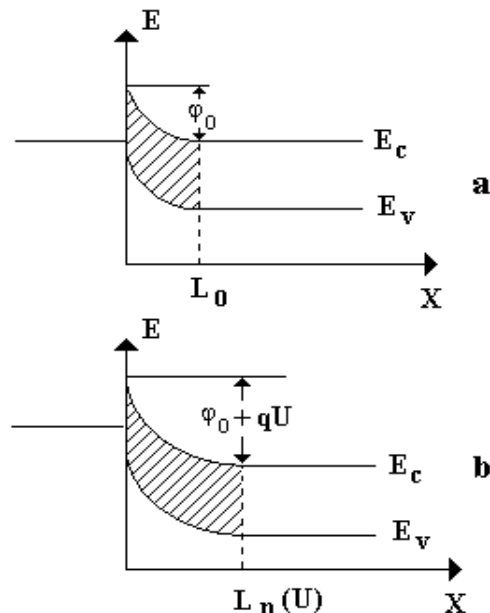
Қуйидаги 1-жадвалда металл-яримўтказгич контакт потенциаллар фарқи қийматларининг экспериментал миқдорлари келтирилган:

1-жадвал

Полупроводник	Тип	Ag	Al	Au	Cu	Pt	Mo	Ti	W	Ni
Si	n	0,78	0,72	0,80	0,61		0,42	0,61	0,45	0,51
Si	p	0,54	0,58	0,34	0,46					
Ge	n	0,54	0,48	0,59	0,52					
Ge	p	0,50		0,30		0,90	0,68	0,50	0,67	0,61
GaAs	n	0,88	0,80	0,90	0,82	0,84			0,80	
GaAs	p	0,63		0,42						
GaP	n	1,20	1,07	1,30	1,20	1,45	1,13	1,12		1,21
GaP	p			0,72						
InP	n	0,54		0,52						
InP	p			0,76						
CdS	n	0,56		0,78	0,50	1,10		0,84		0,45
CdSe	n	0,43		0,49	0,33	0,37				
ZnS	n	1,65	0,80	2,00	1,75	1,84				

2.4. Металл-яримўтказгич контактларининг сиғим хоссалари.

Агар металл-яримўтказгич контактига тескари кучланиш U берилса, у ҳолда, контакт потенциаллар фарқи асосланган потенциал барьернинг баландлиги қўйилган кучланиш U миқдорига тенг ҳолатда ошади ва у $\varphi_0 + qU$ га тенг бўлади. Шу билан бирга яримўтказгичнинг ҳажмий зарядлар қатлами катталиги L_n ҳам ортади. Яримўтказгичнинг ҳажмий заряди кристалл панжара билан боғланган ҳаракатсиз донорлар ёки акцепторли аралашмаларнинг ионлашган атомларидан ҳосил бўлгани учун, ҳажмий зарядларнинг (қўпайиши) ортиши, уларнинг яримўтказгич ҳажми томон кенгайиши билан боғлиқ бўлиши мумкин. Бошқача айтганда, контактга қўйилган тескари кучланишнинг ортиши натижасида, амалий жиҳатдан ҳаракатчан заряд ташувчилар-электронлар ва коваклар йўқ бўлган яримўтказгич соҳаси $L_n(U)$ кенгаяди. Шу билан бирга, металллардаги электронлар концентрацияси ва яримўтказгич ҳажмидаги заряд ташувчилар концентрацияси (электронеутрал соҳа) амалий жиҳатдан ўзгармайди. Демак, металл-яримўтказгич контактини ясси конденсатор деб қараш мумкин бўлади. Конденсаторнинг пластинкалари бўлиб, ҳажмий заряд қатлами билан ажратилган металл ва яримўтказгичга хизмат қилади. Масалан: металл-электрон ўтказувчанликка эга яримўтказгич контактини кўриб чиқамиз. Бунга тескари кучланиш U берилган (қўйилган) бўлсин (2.8-расм).



2.8-расм. Тескари кучланиш U қўйилган металл-яримўтказгич контактдаги яримўтказгич ҳажмий заряд қатлами кенглигини L_n ўзгариши.

Яримўтказгичдаги чиқиш иши χ_1 метал чиқиш ишидан χ_2 кичик бўлсин, яъни, $\chi_1 < \chi_2$. Бу ҳолда яримўтказгичнинг металл билан чегара соҳасида электронлар билан камбағаллашган ҳажмий зарядлар қатлами ҳосил бўлади. Бу қатламнинг кенглиги L_n контактга қўйилган кучланиш миқдorigа боғлиқ, яъни, $L_n = L_n(U)$ ва кучланиш миқдорининг ортиши билан L_n нинг миқдори ҳам ортади., $L_n = L_n(U)$ боғланиш (2.36.) ифодага асосан юзалари бир хил бўлган металл-яримўтказгич контакти учун қуйидагича ифодаланиши мумкин:

$$L_n = \sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\phi_0 + qU)}{qn_0}} \quad (2.44)$$

Бу ифодани квадратга кўтариб ва қавслардаги ҳадларни ажратиб қуйидагини оламиз:

$$\frac{L_n^2 q n_0}{2\epsilon\epsilon_0} = \phi_0 + qU \quad (2.45)$$

Контактга қўйилган кучланиш етарли даражада катта бўлсин, яъни, $qU \gg \phi_0$. Бу шарт бажарилганда, контактдаги кучланишнинг тушиши қуйидаги ифода билан аниқланиши мумкин:

$$U = \frac{L_n^2 q n_0}{2\epsilon\epsilon_0} \quad (2.46)$$

Камбағаллашган қатламнинг заряд миқдори эркин электронлар концентрациясига n_0 ва бу қатлам қалинлигига L_n пропорционалдир:

$$Q = qn_0 L_n \quad (2.47)$$

Ясси конденсаторнинг электр сиғими қуйидагича аниқланади:

$$C = \frac{dQ}{dU} \quad (2.48)$$

Ҳажмий заряд миқдори ва ундаги кучланишнинг тушиши қатлам қалинлиги L_n , боғлиқлигини ҳисобга олиб, қатлам қалинлиги ўзгарганда dL_n dQ ва dU ўзгаришларни топамиз:

$$dQ = qn_0 dL_n ;$$

$$dU = \frac{qn_0}{2\epsilon\epsilon_0} 2L_n dL_n = \frac{qn_0}{\epsilon\epsilon_0} L_n dL_n \quad (2.49)$$

Олинган натижани (2.48) ифодага қуйиб, қуйидаги ифодани оламиз:

$$C = \frac{qn_0 dL_n \epsilon\epsilon_0}{qn_0 L_n dL_n} = \frac{\epsilon\epsilon_0}{L_n} \quad (2.50)$$

(2.50.) ифода L_n қалинликга ва бирлик юзага эга бўлган ясси конденсаторнинг сиғимини ифодалайди. (2.50) ифодани контакт майдони юзасига S кўпайтириб, ясси конденсатор сиғими учун формула оламиз:

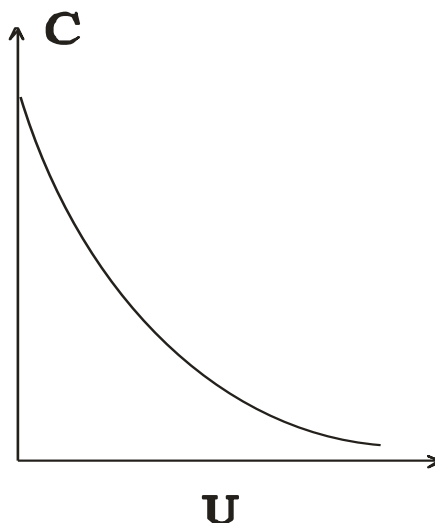
$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{L_n} \quad (2.51)$$

Бу ифодада L_n - ҳажмий заряд қатлами қалинлиги. Металл-яримўтказгич контактида яримўтказгич ҳажмий зарядлар қатлами қалинлиги контактга қўйилган кучланиш миқдorigа боғлиқдир $L_n = L_n(U)$. (2.44) боғланиш ва (2.51) ифодадан фойдаланиб, контактга қўйилган кучланиш миқдорининг ўзгаришидан металл-яримўтказгич контакт сиғими ўзгаришини аниқловчи аналитик ифодани оламиз.

$$C = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{\sqrt{\frac{2\epsilon\epsilon_0(\phi_0 + qU)}{qn_0}}} \quad (2.52)$$

Келтирилган боғланишдан кўриниб турибдики, контактга қўйилган тескари кучланишнинг U ортиши натижасида контактнинг сиғими параболик қонун бўйича камаяди.

2.9-расмда тескари кучланиш қўйилган металл-яримўтказгич контактининг сиғим-кучланиш характеристикаси кўрсатилган:

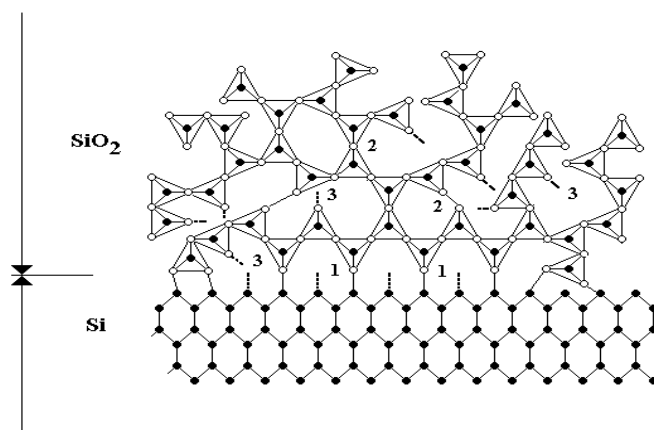


2.9-расм. Тескари кучланиш U қўйилган металл-яримўтказгич контактининг сиғим кучланиши C - V характеристикаси.

2.5. Яримўтказгич-диэлектрик чегара соҳаси.

Чегара соҳаларнинг электрон структураларини текшириш ва ўрганиш металл-оксид система физик хусусиятларини тушуниш учун жуда зарур ҳисобланади. Металл оксидлари, Менделеев даврий системаси тўртинчи группа металлари оксидлари ва алюминий оксидлари юқори даражадаги механик характеристикаларга, яхши кимёвий инертликка эга бўлганликлари учун замонавий технология жараёнларида фаол қўлланилмоқда. Микроэлектроникада, лазерли оптикада ва технологик жараёнларда металл оксидлари изоляцияловчи қатлам сифатида фойдаланилмоқда. Металл-оксид чегара соҳаларидаги электрон жараёнларни назорат қилиш ва бошқариш учун оксидлар сиртидаги электрон структураларни тушуниш, ўрганиш ва билиш зарур бўлади. Тугалланмаган структура чегара соҳаларидаги кимёвий боғланишларга сезиларли даражада таъсир кўрсатгани учун, сиртдаги нуқсонлар структурасини ҳосил бўлаётган чегара соҳалари электрофизик хусусиятларга таъсирини ўрганиш, тадқиқ этиш талаб этилади. Яримўтказгич ва диэлектрик орасидаги ўтиш қатламини (соҳасини), иккита ҳажмий қаттиқ фазалар (жисмлар)ни ажратиб турувчи соҳа деб қараш мумкин. Мана шу соҳа чегараларидаги физик-кимёвий структуралар, демак, яримўтказгич ва диэлектрикнинг электр характеристикалари уларнинг ҳажмларидаги физик хоссаларидан фарқ қилади. Яримўтказгич-диэлектрик орасидаги ўтиш соҳаси,

турли фаол муҳитларда яримўтказгич кристаллари сиртиниузок муддатли технологик қайта ишлашлар жараёнларида ҳосил бўлади. Юқори температуралардаги фаол муҳитнинг таъсири яримўтказгич чегара соҳаларидаги структуралар даврийлигини сезиларли бузилишига олиб келади. Структуралар даврийлигининг бузилиши, ёт атомларнинг яримўтказгич чегара соҳасига киритилиши (бир жинсли бўлмаган таркибга олиб келади), шунингдек, “кучланган” (таранглашган) ва узилган валент боғланишлар яримўтказгичдаги ҳаракатчан заряд ташувчиларни тақсимотини қайта тақсимланишига олиб келади. 2.10-расмда Si - SiO₂ структура ўтиш соҳасини икки ўлчамли модели кўрсатилган

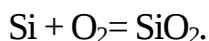


2.10-расм. Si - SiO₂ структура ўсиши соҳасини икки ўлчамли модели.

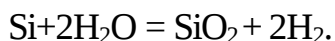
1- Si нинг узилган валент боғланишлари; 2- “кўприксимон” кислоод;
3- “нокўприксимон” кислород

Si - SiO₂ системаларни ҳосил қилиш учун асосий технологик жараён бу-кислород оқимида бўлган кремний кристаллини термик оксидлаш жараёнидир.

Оксидлаш жараёнининг температураси 900-1200 °С атрофида бўлади. Бу температуралардаги реакцияни қуйидагича ёзиш мумкин:



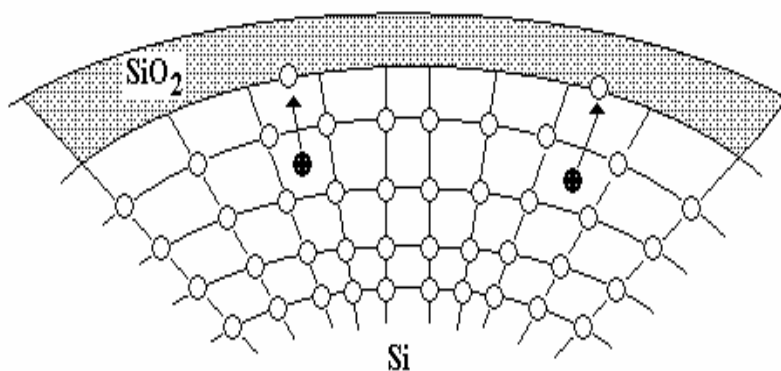
Агар реакцияда сув парлари қатнашса, оксидлаш жараёни тезлашади:



Яримўтказгич материални (кремний) термик оксидлангандан сўнг совитиш жараёнида яримўтказгич-диэлектрик чегара соҳасида етарли даражадаги механик кучланишлар ҳосил бўлади. Бундай механик кучланишлар кремний-кремний икки оксидларининг термик кенгайиши коэффицентлари фарқлари мавжудлиги натижасида юзага келади. Кремний икки оксидининг термик кенгайиши коэффиценти (25°С да) 4.0×10^{-6} град⁻¹ га тенг, кремний кристаллининг термик кенгайиши коэффиценти эса, (25°С да) 5.75×10^{-6} град⁻¹ га тенг. Бундай фарқлар натижасида хона температурасида чегара соҳасидаги диэлектрик қатлами чўзилган, кремний қатлами эса сиқилган бўлади. Механик кучланишлар катталикларидаги ҳолатлар “кучланганлик” ва валент боғланишларининг

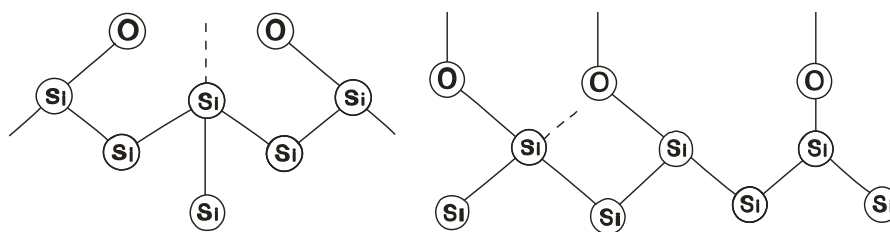
узилишларига олиб келади, натижада эса донор характерли сирт электрон ҳолатларини вужудга келтиради.

Температуранинг пасайиши натижасида механик кучланишлар миқдорлари фарқининг ортишига олиб келади. Лекин ўзгарувчан термоциклик таъсирлар тугунлараро электр фаол бўлмаган аралашмали марказларни (2.11-расм) Si-SiO₂ чегара соҳасига кўчишига (миграция) олиб келади. Натижада улар “кучланган” ва кремнийнинг узилган валент боғланишлари (2.12-расм) билан ўзаро таъсирлашиб сирт ҳолатларининг мусбат зарядларини камайишига олиб келади.



2.11-расм. Аралашмалар атомларининг кўчиши натижасида сирт ҳолатлар зичлиги камайишининг соддалаштирилган модели.

Шу билан бирга Si - SiO₂ чегара соҳасидаги деформациялар миқдори $(1-2) \cdot 10^9$ Па га етиши мумкин. Бундай механик кучланишларнинг мавжудлиги микроскопик кўринишдаги (полостей) бўшлиқларни юзага келтиради ва улар эса ўз навбатидаги чегара соҳасининг адсорбция жараёнларга сезгирлигини оширади. Яримўтказгич-диэлектрик чегарасидаги ўтиш соҳаларининг шу соҳаларда жойлашган (локаллашган) ва бирлик юзага келтирилган зарядлар миқдори билан характерлаш (аниқлаш) қулайдир, яъни, сирт зарядлари зичлиги (Q_{ss}) ёки сирт ҳолатлар зичлиги $N_{ss} = Q_{ss} / q$ (q – электрон заряди). Si - SiO₂ системалар ўтиш соҳалари учун кичик сирт ҳолатлари зичлиги миқдори $N_{ss} = 10^9 - 10^{10}$ см⁻² ни ташкил этади. Микроэлектроника соҳасида фойдаланиладиган GaAs-Al₂O₃, GaAs-Si₃N₄, InSb-In₂O₃ каби системалар ўтиш соҳаларидаги сирт ҳолатлар зичлиги эса $10^{11} - 10^{12}$ см⁻² атрофида бўлади. SiO₂-Si чегарасидаги ўтиш соҳасининг узунлиги 30-50 Å⁰ (баъзи маълумотлар бўйича 50-150 Å⁰) ни, икки компонентали яримўтказгичлар асосидаги системалар ўтиш соҳаси узунликлари миқдори сезиларли даражада катта бўлади.



2.12-расм. SiO₂-Si система чегара соҳасидаги узилган валент боғланишлар.

Назорат саволлари

1. Икки муҳит орасидаги қандай чегаралар ёпиқ чегара соҳалари дейилади?
2. Ёпиқ чегара соҳаларининг қандай кўринишлари мавжуд?
3. Термодинамик чиқиш иши деб нимага айтилади?
4. Металл-яримўтказгич контактларининг қандай кўринишлари мавжуд?
5. Металл-яримўтказгич контакт соҳасидаги яримўтказгич қалинлиги бўйича электр майдон кучланганлигининг тақсимооти қандай функция орқали аниқланади.?
6. Контактга қўйилган тескари кучланиш ортирилганда, металл-яримўтказгич контакти сифими қандай қоида бўйича камаяди?
7. Яримўтказгич-диэлектрик системасидаги ўтиш соҳаси электрофизик параметрларини қандай каттталиқда характерлаш қулай бўлади?
8. Сирт ҳолатлари зичлиги деб нимага айтилади?
9. Сирт ҳолатларининг ҳосил бўлиши сабабларини тушунтиринг?

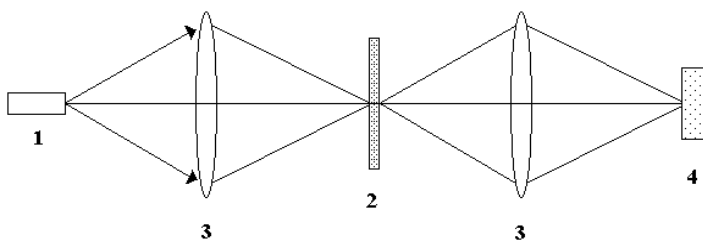
И-Боб адабиётлари

- 1.РжановА.В. Электронные процессы на поверхности полупроводников. Москва. «Наука».1971. С.480.
- 2.ВласовС.И. Электрические методы измерения параметров полупроводниковых структур. Ташкент. «Университет» 2007. С. 172.
- 3.Гуртов. А.В. Твердотельная электроника. Петрозаводск. «ПетрГУ» 2004.С.312.
4. Старосельский. В.И.Физика полупроводниковых приборов микроэлектроники. Москва. «Высшее образование» 2009. С.463.
5. ЕфимовИ.Е., КозырьИ.Я. Основы микроэлектроники.Санкт-Петербург. «Лань» 2008. С.384.
6. ВавилоВ.С., КиселевВ.Ф., МукашевБ.Н. Дефекты в кремнии и на его поверхности.Москва. «Наука».1990. С.212.
7. Зенгуил Э. Физика поверхности. Москва.«Мир». 1990. С.536.
8. ПраттонМ. Введение в физику поверхности. Ижевск.«НИЦ».«Регулярная и хаотическая динамика», 2000. С.256 с.

III-Боб. Қаттиқ жисмлар сиртини текшириш усуллари.

3.1 Оптик текшириш усуллари.

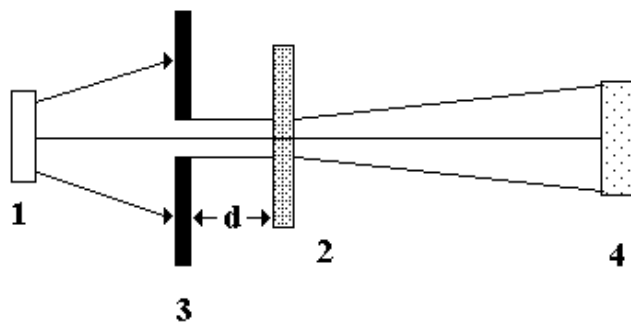
Оптикмикроскопия қаттиқ жисмлар сирт хусусиятларини текшириш имконини берган биринчи усул ҳисобланади. Лекин аксарият оптик асбобларни сезгирлик чегараси текшириш қобилияти мавжуд. Оптик микроскопларнинг текшириш қобилиятини объективларнинг оптик хусусияти аниқлайди (дифракция ҳодисаси мавжудлиги учун, дифракция чегараси мавжуд). Электрон ва ион дастаси ёрдамида 20 - асда микроскопия усуллари ишлаб чиқилган. Катта массага эга бўлган (электронлар, ионлар ва бошқа) фокусланган зарралар дастасидан фойдаланиш де -Бройль тўлқин узунлигини камайтириш ва ажратиш имконини беради, лекин, юқори энергияга эга бўлган зарралардан фойдаланганда намуна сиртини шикастлантириш мумкин. Юқори даражадаги текшириш қобилиятини олиш учун камайтирувчи соҳа майдонини камайтириш керак. Ёруғлик манбаи билан ёритилган ва система орқали камайтирилган соҳанинг камайтириш конфокал микроскопда қўлланилган. Бундай микроскопнинг тузилиши 3.1-расмда кўрсатилган.



3.1-расм. Конфокал (лазерли) сканерловчи микроскопнинг тузилиши.

Микроскоп нуқтавий манбага (1) ва қабул қилгичга (4) эга. Шу билан бирга иккита линза (3) ҳам мавжуд. Шу ҳолатда иккинчи линзанинг фокуси, объектив орқали шакллантирилиб, дастанинг энг кичик кўндаланг кесим юзасига тўғри келган микро соҳа (2) билан мос тушади. Бу ҳолда намунани жойлашишини ўзгартириш билан сканерлаш мумкин. Чексиз кичик кўндаланг кесим юзасига эга бўлган лазер нурини амалий жиҳатдан фокуслаш мумкин бўлмаганлиги учун ажратиш қобилияти чегараланган бўлади ва у ёруғлик тўлқин узунлиги тартибида қолади.

Агар текшириляётган объектга фойдаланиляётган тўлқин узунлигидан сезиларли даражада кичик бўлган тирқиш диаметрли диаграмма (3) орқали манбадан (1) нурланиш туширилса, у ҳолда, бундай қурилмада дифракция чегарасидан қуйида бўлган ажратиш қобилиятига эга бўлиш мумкин (агар диафрагма ва объект орасидаги масофа $d \leq \lambda/2$ дан кичик бўлса) 3.2.-расм.



3.2-расм. Яқин майдонли оптик микроскопнинг тузилиши.

Бу ҳолда сканерлаш объект (2) ёки диафрагмани (3) силжитиш орқали амалга оширилади.

Шу билан бирга, объект ва диафрагма орасидаги масофа тўлқин узунлиги тартибида бўлиши керак, (“ближнего поля”) текшириш қобиляти бу ҳолда тўлқин узунлиги билан эмас, балки, диафрагма диаметри билан аниқланади. Бундай қурилмалар ближнеполяли оптик микроскоплар номини олдилар (2-расм). Кичик диаметрли тиркишли диафрагмалар сифатида светаводлар (оптик волокна) ишлатилади. Ўтказувчанлик хусусиятига эга бўлган қаттиқ жисмларда электромагнит нурланишларининг тарқалиш жараёнларини умумий ҳолда Максвелл тенгламалари ёрдамида аниқлаш мумкин.

$$\text{rot}E = -\mu\mu_0 \frac{dH}{dt}, \quad \text{div}E = 0 \quad (3.1)$$

$$\text{rot}H = \epsilon\epsilon_0 \frac{dE}{dt} + \sigma E \quad \text{div}H = 0 \quad (3.2)$$

Бу ифодаларда: σ - солиштирма электр ўтказувчанлик,

ϵ - диэлектрик сингдирувчанлик,

μ - магнит сингдирувчанликларни билдиради ва улар частота функциялари бўлиб, иккичи тартибли тензорлар билан аниқланади. Лекин, куб симметрия кристалларда ташқи майдон бўлмаганда, юқоридаги катталиклар скаляр катталиклар бўлиши мумкин. Ҳақиқатдан ҳам,

$$\text{rot} \frac{dH}{dt} = \frac{d}{dt} \text{rot}H \quad (3.3) \quad \text{эканлигини хисобга олиб, қуйидагини ёзиш}$$

мумкин:

$$\text{rot}(\text{rot}E) = \text{rot}\left(-\mu\mu_0 \frac{dH}{dt}\right) = -\mu\mu_0 \frac{d}{dt} \text{rot}H = -\mu\mu_0 \frac{d}{dt} (\sigma\sigma + \epsilon\epsilon_0 \frac{dE}{dt}) \quad (3.4)$$

$$\text{rotrot}E = \text{graddiv}E - \nabla^2 E, \quad \text{graddiv}E = 0 \quad (3.5)$$

эканлигин хисобга олиб, қуйидагини оламиз:

$$\nabla^2 E = \Delta E = \mu\mu_0\sigma \frac{dE}{dt} + \mu\mu_0\varepsilon\varepsilon_0 \frac{d^2 E}{dt^2} \quad (3.6)$$

Шунга ўхшаш тенгламаларни магнит майдон H кучланганлиги вектори учун ҳам олиш мумкин.

(3.6) тенгламани ечимларидан бирининг кўриниши қуйидагича

$$\text{бўлади: } E = E_0 \exp i \left(\omega x - \frac{z}{v} \right) \quad (3.7)$$

Бу ерда: ω –циклик частота

Бу ифода z ўқи бўйича v тезлик билан тарқалаётган тўлқинни ифодалайди.

(3.6) тенгламанинг ечими.

Агар

$$v^{-2} = \mu\mu_0\varepsilon_1\varepsilon_0 - i \frac{\mu\mu_0}{\omega} \quad (3.8)$$

Бўлса (3.7) шартни қаноатлантиради. Бу эса, синдириш кўрсаткичи комплекс катталиқ орқали аниқланишини билдиради.

$$n^* = n - ik$$

Аксарият яримўтказгичлар учун $\mu \approx 1$ эканлигини эътиборга олиб, қуйидагини кўрсатиш мумкин:

$$n^2 - k^2 = \varepsilon_1(\omega) ; 2nk = \frac{\sigma}{\varepsilon_0\omega} = \varepsilon_2(\omega) \quad (3.9)$$

Бу ифодада: $\varepsilon(\omega)$ - комплекс диэлектрик сингдирувчанлик, $\varepsilon_1(\omega)$ - унинг ҳақиқий қисми, $\varepsilon_2(\omega)$ - унинг мавҳум қисми, n -синдириш кўрсаткичи, k -ютилиш кўрсаткичи. Синдириш ва ютилиш коэффициентлари қаттиқ жисм сиртининг микроскопик параметрлари билан тўғридан-тўғри боғланган. Шунинг учун, сирт қатламлари хусусиятларини (хоссаларини) ўрганиш учун ушбу коэффициентларни алоҳида аниқлаш керак бўлади.

3.2. Ёруғлик доғи усули билан сирт рекомбинацияси тезлигини аниқлаш.

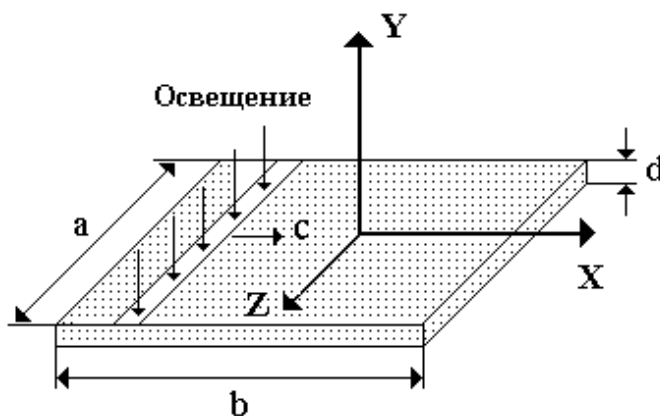
Сиртдаги мавжуд электрон ҳолатлари тутиб қолиши ёки рекомбинация марказлари сифатида намоён бўлишлари мумкин. Шубилан бирга, яримўтказгич сиртидаги рекомбинация жараёнлари ҳажмдаги рекомбинация жараёнлар шароитидан фарқ қилади. Яримўтказгич сиртидаги заряд ташувчилар рекомбинацияси сирт рекомбинацияси тезлиги катталиги билан характерланади. Бу эса, ўз навбатида, сиртга йўналтирилган қўшимча асосий бўлмаган заряд ташувчилар оқиминисирт юзаси қатламидаги қўшимча асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрацияси билан боғлайди. Яримўтказгич сиртидаги қўшимча заряд ташувчиларнинг рекомбинацияси сирт олди

соҳалардаги заряд ташувчиларнинг камайишига олиб келади. Бу ҳолат яримўтказгич ҳажмидаги қўшимча заряд ташувчиларни фаол сирт томон диффузиясига олиб келади. Шунинг учун, электрон ўтказувчанликга эга бўлган яримўтказгич сиртиданомувозанатдаги асосий бўлмаган коваклар учун қуйидаги шарт бажарилади:

$$-D \text{grad } \Delta p(x, t) = s \Delta p(x, t) \quad (3.10)$$

Бу ифодада: $\Delta p(x, t)$ - x координата ва вақтга боғлиқ бўлган номувозанатдаги коваклар концентрацияси; s -сирт рекомбинацияси тезлиги, см/сек. Сирт рекомбинацияси тезлигини экспериментал ўлчаш учун ҳаракатланаётган ёруғлик нури усулидан фойдаланилади.

a, b, d , геометрик ўлчамларга эга бўлган ясси тўғри бурчакли яримўтказгични кўриб чиқамиз (3.3-расм). Яримўтказгичнинг қалинлиги унинг кенглиги ва узунлигидан кўп марта кичик.



Яримўтказгич бўйлаб S -доимий тезликда ҳаракатланаётган тор ёруғлик дастаси билан ёритилганда яримўтказгич сиртида номувозанатдаги заряд ташувчилар генерацияси ҳосил бўлади. Ёруғлик нурининг ҳаракати билан бир вақтнинг ўзида ёруғлик билан генерацияланган заряд ташувчилар, намунанинг яримўтказгичнинг ёритилмаган соҳаларида диффузия юзага келади. Номувозанатдаги заряд ташувчиларнинг тақсимотини аниқлаш учун намунанинг чекка соҳаларидаги сирт рекомбинациялари ҳисобга олинмайди. Берилган ҳол учун, электронейтраллик шarti $\Delta n(x, y, t) = \Delta p(x, y, t)$ бўлади ва намуна орқали ўтаётган ток нолга тенг бўлганда, номувозанатдаги заряд ташувчилар концентрацияси учун узлуксизлик тенгламаси қуйидаги кўринишда бўлади:

$$\frac{\partial \Delta p}{\partial t} = D \text{divgrad } \Delta p - \frac{\Delta p}{\tau} + g \quad (3.11)$$

Қуйидаги чегара шартлари учун:

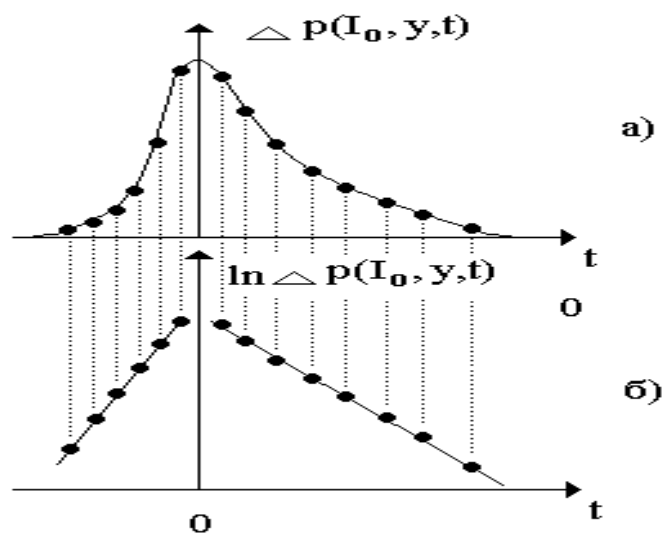
$$y=d - D \frac{\partial \Delta p}{\partial t} = s_1 \Delta p \quad (3.12)$$

$$y=0 \quad D \frac{\partial \Delta p}{\partial t} = s_2 \Delta p$$

Бунда: $D = \frac{\frac{n+p}{D_p} + \frac{p}{D_n}}{\frac{n+p}{D_p} + \frac{p}{D_n}}$ - заряд ташувчиларнинг биполяр диффузия коэффициентлари;

D_n, D_p - электрон ва ковакларнинг диффузия коэффициентлари.

$p = p_0 + \Delta p$; $n = n_0 + \Delta n$ - мувозанатдаги (p_0) ва (n_0), номувозанатдаги (Δp) ва (Δn) заряд ташувчилар концентрацияси; τ - номувозанатдаги заряд ташувчиларнинг яшаш вақти; g - электрон ва ковакларнинг оптик генерация тезлиги. Бу усул қўлланилганда ва кичик миқдордаги қўзғалиш ҳолларида, яъни Δp ва Δn қийматлари p_0 ва n_0 , катталикларига нисбатан кичик бўлганда, биполяр диффузия коэффициентларини фазовий координаталари ва вақтга боғлиқ эмас деб ҳисоблаш мумкин. Узлуксизлик тенгламасини ечиб, ўлчанаётган намунани берилган нуқтасидаги номувозанатдаги заряд ташувчилар концентрациясини вақт бўйича экспоненциал ўзгаришини кўрсатиш мумкин. Бу боғланиш аввалига доимий вақт билан ўсиб боради а сўнггра эса, ёруғлик нурунинг чапдан ўнг томон ҳаракатида бошқа бир доимий вақт билан камаяди.



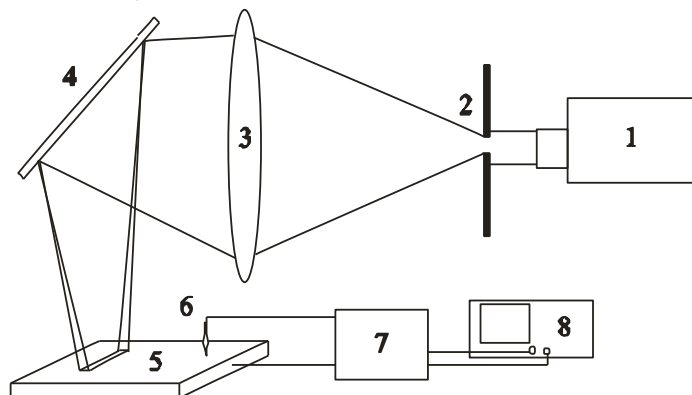
3.4-расм. Фото Э.Ю.К.нинг осциллограммаси.

а)-чизикли ва б)-яримлогарифмик масштабларда.

Ўлчаш қурилмасининг блок-схемаси.

1-ёруғлик қурилмаси, 2-тирқиш, 3-фокусловчи оптик система, 4-айланувчи кўзгу, 5-текширилаётган намуна, 6-ўлчаш зонди, 7-кучайтиргич, 8-

осциллограф. Тирқишдаги тасвир 2 оптик система 3 ёрдамида кўзгу 4 орқали намунага 5 проекцияланади. Кўзгу айланганда ёруғлик нури намуна бўйлаб ҳаракатланади ва номувозанатдаги заряд ташувчиларни ҳосил қилади, улар эса ўз навбатида фото э.ю.к ни вужудга келтиради. Фото э.ю.к. сигнали намуналар ўлчови зонд 6 орқали кучайтиргичга 7 ва осциллографга 8 узатилади. Натижада осциллограф экранда номувозанатдаги заряд ташувчиларнинг вақтга боғланиш тасвири ҳосил бўлади.



3.5-расм. Ўлчов қурилмасининг блок схемаси

1-ёритувчи ыурилма; 2-тирқиш; 3-фокусловчи оптик система; 4- айланма кўзгу; 5- намуна; 6-синов зонд; 7 -кучайтирувчи; 8-осциллограф

3.3. Сиртни эллипсометрия усул билан текшириш.

Эллипсометрия усул сиртни поляриметрия текшириш усуллари қаторига киради ва у юпка пардалар (плёнка) қалинлигини, юпка пардалар параметрларини турли материаллар (моддалар) сиртининг оптик доимийларини ўлчашга мўлжалланган. Бу усул икки муҳит чегара соҳасидан қайтгандаги қутбланган ёруғлик ўзгариш эффектига асосланган. Текширилаётган чегара соҳаси қутбланган ёруғлик билан ёригилади ва қайтгандаги қутбланган ёруғлик нурининг эллипс ўзгариши қайд этилади. Қутбланиш даражасининг ўзгариши (эллипслиги) ва қутбланиш текислигининг бурилиши (эллипс ориентацияси) бўйича сиртнинг қайтариш хусусиятларини баҳолаш мумкин. Бу хусусият модданинг синдириш коэффициентига ва сирт олди қатламларидаги қайтарувчи марказлар мавжудлигига боғлиқ бўлади. Агар бир жинсли бўлган ютувчи муҳитнинг ясси сиртига E электр векторни чизиқли қутбланган ясси тўлқин тушаётган бўлсин. (E векторни E_1 E_p ташкил этувчилари тушиш текислигида ётади ва унга перпендикуляр бўлган E_2E_s ташкил этувчилари, мос ҳолда, перпендикуляр текисликда ётади). У ҳолда, ясси тўлқиннинг қайтиши натижасида E_3E_r компонент электрли вектор ясси тўлқин ҳосил бўлади:

$$E_{13} = R_1 E_1 = r_1 \exp(i\delta_1) E_1 \quad E_{23} = R_2 E_2 = r_2 \exp(i\delta_2) E_1 \quad (3.14)$$

$$R_1 / R_2 = \operatorname{tg} \psi \exp i \Delta \quad \Delta = \delta_1 - \delta_2 \quad (3.15)$$

Натижада E_3 вектор эллипсни ҳосил қилади (3.6-расм) Унинг параметрлари қуйидаги катталиклар билан аниқланади:

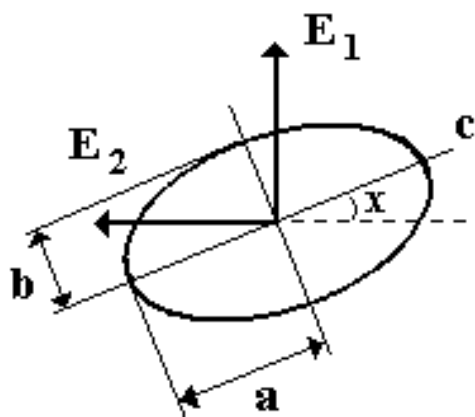
$$\gamma = \pm \arctg(b/a)$$

бунда: γ – эллипслик, c – эллипснинг азимути, a, b – эллипснинг ярим ўқи.

Бу катталиклар қуйидаги ифодалар орқали боғланган:

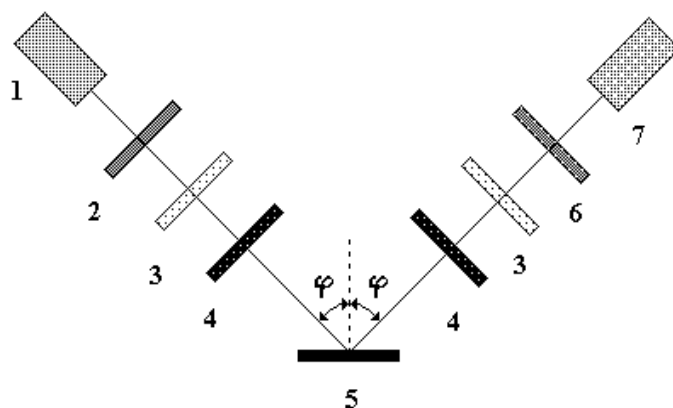
$$E_{23}^2 + E_{13}^2 = a^2 + b^2 \quad E_{23}^2 - E_{13}^2 = (a^2 - b^2) \cos 2\chi \quad (3.16)$$

$$\pm E_{23} E_{13} \sin \Delta = ab \quad 2E_{23} E_{13} \cos \Delta = (a^2 - b^2) \sin 2\chi$$



3.6-расм. Қайтган тўлқиннинг эллипс қутбланиши

R_1 ва R_2 параметрлар (катталиклар) сиртнинг оптик хусусиятлари ва нурнинг тушиш бурчаги билан аниқланади. (3.16) даги $\pm$ белгилар чап ва ўнг томонларга айланишларни билдиради. Юпқа плёнкаларнинг ташқи ва ички сиртларидан қайтгандаги ёруғлик қутбланиши юпқа парда қалинлиги (микрондан кўп қатламли атом қисмигача) ва синдириш коэффициентига боғлиқ. Бундай ҳолларда аралашмалар, нуқсонлар ва сиртдаги ҳамда чегара соҳасидаги бошқа нуқсонларнинг корреляяси кўрсатилади. Амалда эллипсометрия усули текшириляётган сиртни кўриш диапазонидаги (380-750 нм) қутбланган ёруғлик дастаси ёки инфрақизил нурланиш (масалан, 10.6 мкмли CO_2 -лазер) билан нурлантирилиши билан амалга оширилади ва қайтиш натижасидаги қутбланиш параметрларининг ўзгаришлари қайд этилади. 3.7-расмда эллипсометрик принциплардан фойдаланилган оптик микроскоп кўрсатилган.



3.7-расм. Эллипсометр қурилмаси

1-лазер, 2-қутблагич, 3-модулятор, 4-компенсатор, 5-текширилаётган юза, 6-анализатор, 7-фотоприёмник.

Манбадан 1 лазер нури, 2 қутблагич орқали ўтади, сўнгра модулятор ва компенсатор-4 эллиптик қутбланган тўлқинни ҳосил қилади. Текширилаётган намуна-5 сиртдн қайтган ёруғлик қутбланиш ҳолатини ўзгартиради ва чизикли қутбланган тўлқинга айланади.

Анализатор-6 ва фотоприёмниклар-7 орқали қутбланишнинг ўзгариш даражасини аниқлаб сиртнинг характеристик хусусиятларини баҳолаш мумкин. Бу хусусиятлар модданинг синдириш коэффициентига ёки сирт олди соҳаларидаги маълум бир табиатга эга қайтарувчи марказларга боғлиқдир.

3.4. Оптик-акустик усуллар.

Импульсли лазер нурларининг қаттиқ жисмлар сирти билан ўзаро таъсирлашиши натижасида акустик тўлқинларнинг қўзғалиши вужудга келади (ҳосил бўлади). Лазер нурларининг қаттиқ жисмларга ютилиши ва кейинги фотоқўзғалишлар релаксациялари кристалл панжараларни дефформацияларига олиб келади. Бу эса фотоқўзғалишлар соҳасидан тарқалаётган эластик тўлқинлар кўринишида намоён бўлади. Турли қаттиқ жисмлардаги акустик тўлқинларнинг пайдо (ҳосил) бўлиши ҳар-хил механизмларга эга. Товуш ва ультратовуш соҳаларида қўзғалишнинг асосий механизми иссиқлик ҳисобланади. Лекин, баъзи бир ҳолларда, ютилган ёруғлик энергияси тўғридан-тўғри иссиқлик энергиясига айланмайди. Ёруғликнинг ютилиш моменти билан ютилган энергиянинг тўлалигича муҳитнинг иссиқлик ҳаракатига айланиш моменти орасидаги ушланиш оптик квантлар энергияси атомлардан валент электронларни тортиб (узиб) олишга етарли бўлганда вужудга келиши мумкин. Бу эса, ҳосил бўлган эркин электронни маълум муддат давомида мувозанат ҳолатга қайтмаслиги билан боғлиқдир.

Электронларнинг узилиши атомлараро ўзаро таъсир кучни ўзгаришига олиб келади. Қаттиқ жисмлар ҳолатига эса, бу модданинг қиздирилиши билан

боғлиқ бўлмаган ҳолда, модда зичлигининг ўзгаришига олиб келади. Товуш оптик генерациясининг бундай механизми –деформацияли механизм деб аталади. Тўлқин узунликларининг кўриш ва инфрақизил диапазонларида лазер нурларининг қўлланилиши яримўтказгичли материаллардаги бундай механизмлар оптик-акустик эффектларда асосий роль ўйнаши мумкин. Назарий ҳисобларнинг (кўрсатишича) натижаларига асосан, Ge, Si, GaAs яримўтказгичларда деформация механизми иссиқлик механизмига нисбатан бир неча марта самаралидир.

Оптик-акустик сигнал энергияси ёруғлик оқимининг ўзгарувчан қисмига пропорционал. Импульсли лазерлар таъсирида юқори интенсивдаги ёруғлик олинганлиги учун, оптоакустика соҳасида асосан импульсли лазерлар ишлатилади. Оптик қўзғатилган акустик импульслар ютувчи муҳитлар параметрларини аниқлаш учун (масалан, иссиқлик кенгайиш коэффиценти, иссиқлик ўтказувчанлик ва бошқа) ҳамда қаттиқ жисмлар бир жинслилигини ва унинг сиртини текшириш учун қўлланилиши мумкин. Импульсли лазерли опто-акустиканинг санаб ўтилган имкониятлари ушбу усулда намуналарни дефектоскопиясига микроскопиясида фаол қўлланиш имкониятларини яратди. Оптик-акустик микроскопия усули бошқа турли микроскопларга ўхшаб, сиртни бир жинсли бўлмаган тасвирларини олиш имконини беради.

Назорат саволлари

1. Қаттиқ жисмларни ультратовуш усули билан текшириш қандай физик ҳодисаларга асосланган?
2. Конфокал (лазерли) сканерловчи микраскопни асосий афзаллигини тушунтиринг.
3. Сиртни эллипсометрик текшириш усули қандай физик ҳодисаларга асосланган?
4. Қаттиқ жисмлардаги акустик тўлқинларни қўзғалишини физик механизмларини изоҳланг.
5. Ёруғлик доғлари ҳаракати бўйича сирт рекомбинация тезлигини аниқлаш усулининг афзалликлари ва камчиликларини тушунтиринг.

3 Бобга адабиётлар

1. Кульментьев А.И., Кульментьева О.П. Методы анализа поверхности твердых тел. Сумы. «СумДУ». 2008. С.158.
2. Киселев В.Ф., Козлов С.Н., Зотеев А.В. Основы физики поверхности твердого тела. Москва. «МГУ». 1999. С. 284.
3. Фистуль В.И. Физика и химия твердого тела. Москва. «Металлургия». 1999. С.320.
4. Гусев В.Э., Карабутов А.А. Лазерная оптоакустика. Москва. «Наука». 1991. С.212.

5.Праттон М. Введение в физику поверхности. Ижевск. НИЦ «Регулярная и хаотическая динамика». 2000. С.256 .

IV-БОБ.ТАДҚИҚОТНИНГ СПЕКТРОСКОПИК УСУЛЛАРИ.

4.1. Иккиламчи электрон эмиссияга асосланган текшириш усуллари.

“Қуйи энергияли иккиламчи электрон спектроскопия” деб номланган бир нечта замонавий усулларни кўриб чиқамиз: Бу усуллар қаттиқ жисмлар сиртида рўй берадиган турли-туман физик жараёнларни тушунтириш учун қўлланилади. Барча қуйи энергияли иккиламчи электрон эмиссия усуллари учун умумий бўлган кўзғатиш манбаи- бу электронлар энергиясининг E (дастасидир) оқимидир. Қаттиқ жисмлар сиртини текшириш учун асосий фактор бўлиб, < 2000 эВ дан кичик бўлган электронлар энергиясининг материаллар ҳажмига кичик чуқурликда кириб боришига хизмат қилади. Бундай энергияли тушувчи электронларнинг материал ҳажмига кириб бориш чуқурлиги бир нечта атомлар қатламини ҳосил қилади. Шунинг учун, бундай усуллар билан аниқланган информациялар (текшириш натижалари) текшириляётган қаттиқ жисмларнинг сиртига таалуклидир. Бирламчи электронлар оқимининг қаттиқ жисмларнинг сирт олди атомлари билан ўзаро таъсир жараёнига қисқа тўхталиб ўтамиз.

E энергияли электронлар оқими билан текшириляётган қаттиқ жисм сирти бомбардимон қилинганда, иккиламчи электронлар спектри ҳосил бўлади. Уларнинг генерация ва жараён манбалари иккиламчи электронлар энергияси E_2 миқдорини аниқлайди. Бу жараёнлар қаттиқ жисм сиртидан иккиламчи электронлар эмиссиясининг энергиялар бўйича тақсимооти характеристикаси анализи асосида идентификация қилиниши мумкин. Агар атомлар кристалл структуранинг катта майдонга эга сиртида жойлашган бўлса, у ҳолда, сиртдан қайтган электронлар дифракция дасталарини ҳосил қилади. Қайтиш жараёнлари кристалл панжара сиртидаги қўшни атомлар орасидаги фарқ қайтган электронлар эластик тўлқин узунликларига карралибўлган йўналишларда рўй беради. Сирт атом структурасини текширишда кенг қўлланиляётган қуйи энергияли электронлар дифракцияси усули (ДЭНЭ) мана шундай физик жараёнга асосланган. Агар бомбардирловчи электроннинг энергияси E , $E_{\text{хатом}}$ қобиғидаги электроннинг боғланиш энергиясидан катта ёки тенг бўлса, у ҳолда, тўқнашишлар натижасида электрон атомни ташлаб чиқиб кетиши мумкин, яъни, атомни ионлашиши кузатилади. Тушувчи электрон, атомни электрон қобиғидан электронни чиқариб, кичик кинетик энергияга эга бўлган ҳолда, ноэластик тарзда қайтади. Ноэластик сочилган электроннинг кинетик энергияси берилган моддани сиртий потенциал барьеридан ўлчаш учун етарли бўлса, у ҳолда, электрон қаттиқ жисм юзасини

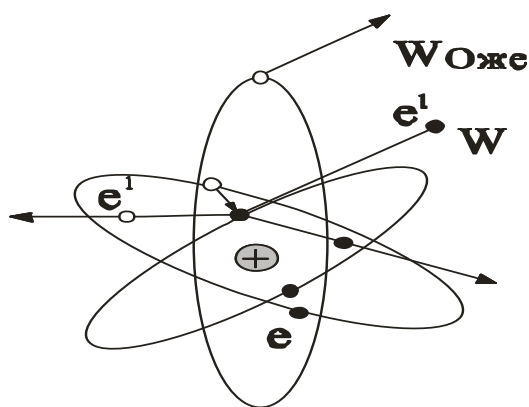
ташлаб чиқади. Ноэластик қайтган электроннинг кинетик энергияси қуйидаги кўринишда ифодаланиши мумкин:

$$E_{HЭ} = E - E_X - \varphi \quad (4.1)$$

бунда φ - текширилаётган модданинг чиқиш иши.

Шундай қилиб, қаттиқ жисмни сиртқи қатламларидаги атомларни ионлашишига керакли дискрет энергия қийматларини йўқотган (айрилган) иккиламчи электронларнинг спектри ҳосил бўлади. Электрон қобиклардаги электронларнинг боғланиш энергиялари ҳар-хил бўлганлиги учун, ҳар бир элемент учун атомлар ионлашиши энергиясининг дискрет йўқотишлари ҳам фарққилади. Бу ҳолат ионизацияли электрон спектроскопиянинг (ИЭС) асоси бўлиб хизмат қилади. Қуйи энергияли электронлар дифракцияси ва Оже-спектроскопия усули электронлар эмиссиясининг мавжудлигига асосланган ва уларнинг энергияси сирт олди қатламида жойлашган атомларни характерлайди. Атом системаси қўзғатилган метастабил (ионлашган) ҳолатдан E_X атомларни ички электрон қобикларидаги вакансияларни тўлдириши ҳисобига энргетик нуқтаи назардан яхши ижобий бўлган ҳолатга ўтади. Бу жараён атомларни ташқи электрон қобиғидан электронларни ўтиши билан юз беради. (Электрон боғланиш энергияси E_Y). Агар бундай ўтишлар натижасида қўшимча (ортиқча) энергия $\Delta E = E_X - E_Y$ берилган атомни ташқи электрон қобиғида жойлашган бошқа электронга берса, у ҳолда, электрон атомни ташлаб чиқади (4.1-расм).

Берилган энергия E_B атом ташқи электрон қобиғидаги электрон боғланиш энергиясидан юқори (катта) бўлади. Нурланишсиз жараён натижасида атомдан эмиссияланган электрон - Оже-электрон дейилади.



4.1-расм. Оже-жараённи электрон схемаси

Оже-электронни кинетик энергиясини (биринчи яқинлашишда) қуйидаги ифода ёрдамида аниқлаш мумкин.

$$E_{OЖЕ} = E_X - E_Y - E_B - \varphi \quad (4.2)$$

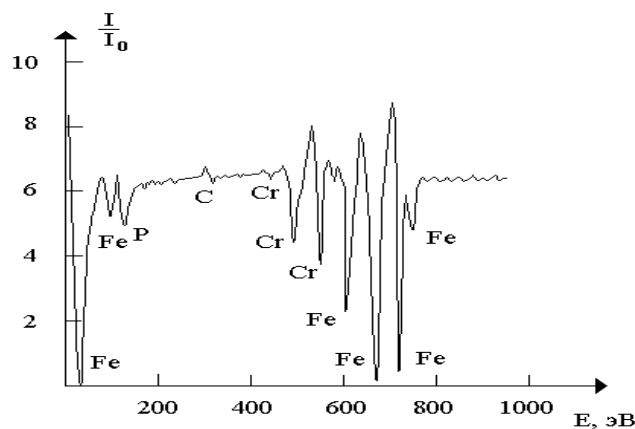
Шундай қилиб, (4.2) ифодадан ва электрон қобиклардаги электронларни боғланиш энергияларини жадваллардаги қийматларидан фойдаланиб, берилган атомдаги Оже-ўтиш учун Оже-электронларни энергиясини аниқлаш мумкин. Оже-спектроскопия усули мана шу принципга асосланган. Оже-спектроскопия ва қуйи энергияли электронлар дифракцияси усуллари қаттиқ жисмлар сиртини текширишда самарали хизмат қилади. Ушбу усуллар сирт олди атом қатламларидаги атомлар жойлашишини ва сирт таркибини аниқлашга имкон беради.

4.2. Электронли Оже-спектроскопия.

Оже-спектроскопия учиб чиққан Оже-электронларнинг энергиялар бўйича тақсимотини анализига асосланган. Электрон сатҳларнинг асосий қисми дискрет характерга эга бўлганлиги сабабли, ушбу усул, сатҳларнинг энергиялар бўйича жойлашиши тўғрисида маълумот беради. Демак, модданинг кимёвий таркиби тўғрисида ҳам ахборот олиш мумкин. Учиб чиқаётган Оже-электронларнинг ток бўйича қийматларини ўлчаш сон жиҳатдан текшириш имконини беради. Шунинг учун бу усулни модда таркибидаги элементлар бўйича анализга ҳам қўллаш мумкин. Паст энергияли Оже-электронлар модданинг бир моноқатламига кучли ютилиши мумкин ва бир нечта сирт қатламларидан (нурланиши) ўтиши мумкин. Шундай қилиб, Оже-спектроскопия усули 0,5-2,0 нм қалинликдаги юпқа сирт олди қатламидаги элементлар таркибини анализ қилиш имконини беради. Ушбу хусусият, яъни ахборотни тезкор олиниши, юқори даражадаги сезгирликлари - бу усулни самарали текшириш усулига айлантиради.

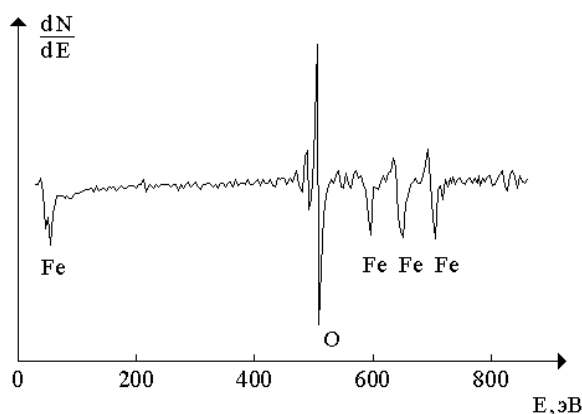
Электронли Оже-спектроскопия усулининг афзалликларига қуйидагилар ҳам киради: бир вақтнинг ўзида кўп элементли анализ имконияти, даврий системанинг амалий жиҳатдан ҳар қандай элементини аниқлаш имконияти, ташқи таъсирлар ўзгаришларида узлуксиз анализ имконияти ва модданинг кенг сиртий майдонларида локал анализларни олиш имконияти, электрон Оже-спектроскопия усулининг сезгирлиги, асосий элементларни бир квадрат сантиметрга 10^{10} - 10^{12} атомларини аниқлаш каби имкониятларни беради. Амалий жиҳатдан ушбу метод 10 – 30 А чуқурликдаги ҳосил бўлган Оже-электронларни аниқлайди. Оже-электронлар спектри иккиламчи электронларнинг энергия бўйича тақсимооти кўринишида бўлади.

Оже-электронларнинг жадаллилиги 10^{-9} дан 10^{-12} А гача ўзгаради. (Одатдаги бомбардимон қилувчи электрон оқими бир неча микроамперга тенг). Мисол сифатида 4.2-расмда, аралашма сифатида фосфор элементи бор, 12% хромли пўлат элементини сиртий дифференциал Оже-спектри кўрсатилган.



4.2-расм. Пўлат сиртидаги эгилишнинг дифференциал Оже-спектри

4.3-расмда эса, кремний икки оксиди билан қопланган, фосфор билан легирланган кремнийнинг сирт олди қатламида жойлашган бир қатор кимёвий элементларни тақсимот профили кўрсатилган.



4.3-расм. Кремнийнинг сирт олди қатламида жойлашган бир қатор кимёвий элементларни тақсимоти профили.

Ажратиб кўрсатилган атомларнинг Оже-чизиқлари интенсивлиги:

1-кислород (510 эВ), 2-кремний (90эВ), 3-фосфор (120 эВ), 4- Si-SiO₂ (75эВ).

4.3. Паст энергияли электронлар дифракцияси.

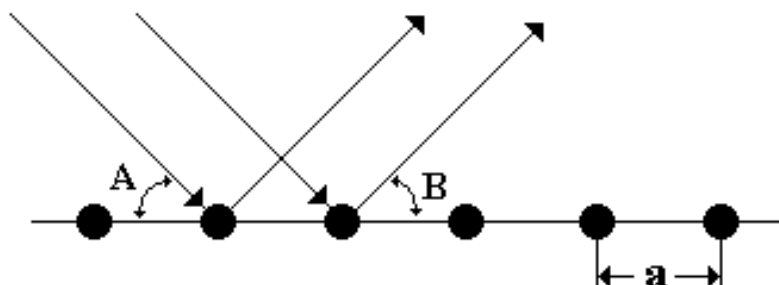
Паст энергияли электронлардифракциясиусули монокристалл қаттиқ жисмлар сиртининг атом структурасини текшириш учун қулай ҳисобланади. Бу усул асосида электронлар дифракцияси ходисаси ётади. Электронлар дифракцияси ходисаси уларнинг тўлқин хоссалари билан боғлиқ.

Е энергияли электронлар оқимини ясси тўлқин кўринишида тасаввур қилиш мумкин. Унинг узунлигини қуйидагича аниқлаш мумкин:

$$\lambda_{\text{(анстем)}} = \sqrt{\frac{150}{E}} \quad (4.3)$$

Юқори энергияли, тезкор электронлар қаттиқ жисмнинг ҳажмига сезиларли чуқурликда кириб боради. Лекин сирт атомлари умумий ҳолатда (кўринишга) жуда кичик бўлган таъсирни ўтказди. Шунинг учун, сирт тузилишларини текшириш учун асосан 10-200 эВ энергияли секин ҳаракатланувчи электронлар дифракциясидан фойдаланилади. Агар мана шундай энергияли электронлардан фойдаланилса, у ҳолда, тўлқин узунлиги монокристалл қаттиқ жисмлар орасидаги атомларнинг атомлараро масофаси билан тенг бўлади.

Бундай электронларнинг қаттиқ жисмлар атомлари билан сочилиш амплитудаси катта ва бу энергия соҳасидаги электронларнинг эркин югуриш узунлиги кичик бўлади. Шунинг учун эластик сочилиш сирт яқинидги бир неча атом қатламларида рўй беради. Қатор жойлашган сирт атомларидаги эластик сочилиш ва сиртдан қайтган электрон тўлқинлар интерференцияси фазода дифракция манзарасини ҳосил қилади. Ҳосил бўлган дифракция манзараси электронларнинг даврий кристалл панжарадаги сочилиши натижасидаги электрон тўлқинлар интерференцияси асосида ташкил топади ва у кристалл панжарани тескари проекциясидир. Бу ерда тушаётган ва сочилаётган тўлқинлар орасидаги ўзаро таъсир бўлмайди деб ҳисобланади. 4.4-расмда бир жинсли атомлар занжири, яъни электрон тўлқиннинг сочилиш механизми кўрсатилган.



4.4-расм. Бир жинсли атомлар занжирдан электронларни сочилиши

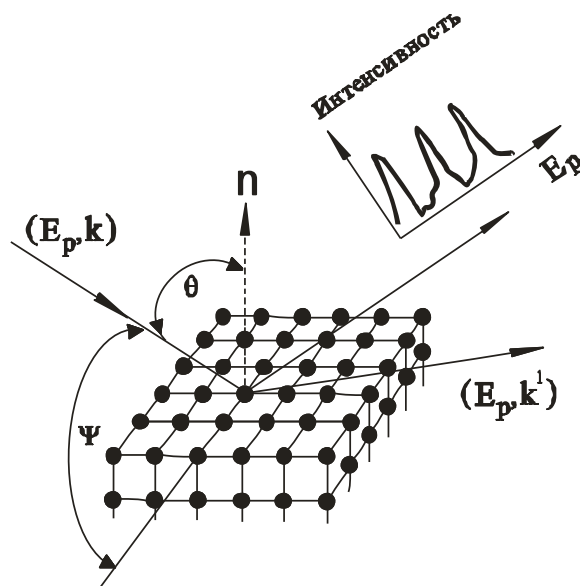
Қўшни атомлардан қайтган тўлқинлар, улар учун йўналиш фарқлари тўлқин узунлиги бутун сонлардан иборат бўлса, дифракцияланади. Шундай қилиб, А тушиш бурчаги учун дифракция В бурчак учун қуйидаги ифодадан фойдаланилади:

$$a(\cos A - \cos B) = n\lambda \quad (4.4)$$

Бунда a -атомлар орасидаги масофа, n -дифракция тартибини аниқловчи бутун сон, λ -тўлқин узунлиги.

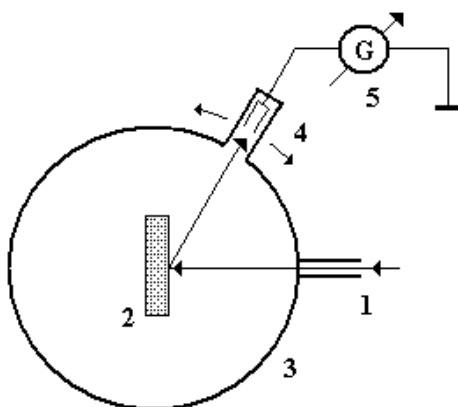
Дифракция оқимларининг (дасталарининг) фазодаги жойлашуви сирт структураси атомлари элементар ячейкаларининг кристаллографик ориентациялари ва катталикларини аниқлаш имконини беради. Дифракция тақсимотини интенсивлигини тушувчи электронлар энергиясига боғланиши

атомларни ячейкалардаги жойлашишини ва текширилаётган модданинг сирт олди қатламларидаги атом текисликлари орасидаги масофани аниқлаш имконини беради. 4.5-расмда паст энергияли электронлар дифракцияси усулини ишлаш принциплари кўрсатилган:



4.5-расм. Паст энергияли электронлар дифракциясининг ишлаш принципи

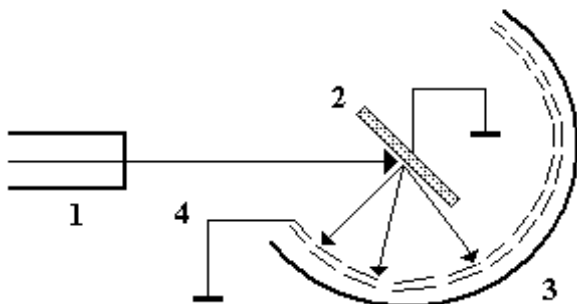
Текширилаётган монокристалл моноэнергетик электронларнинг параллел оқимлари билан нурлантирилади. Шу билан бирга қутбий (қутбли) θ ва азимутал ψ бурчаклар ҳам берилади. Дифракция манзарасининг қайд этиш учун Фарадей цилиндрли схемадан фойдаланилади (4.6-расм).



4.6-расм. Фарадей цилиндриёрдамида дифракция манзарасини қайд қилиш схемаси

Ушбу расмда 1-электронлар оқими манбаси, 2-текширилаётган намуна, 3-ташқи камера корпуси, 4-Фарадей цилиндри, 5-қайд қилувчи гальванометр. Фарадей цилиндрининг ички цилиндри ташқи цилиндрдан изоляцияланган ва бир-бирига устма-уст қўйилган иккита цилиндрдан иборат электр конденсатордир. Ташқи цилиндр потенциалишундай танланиш керакки, бунда ички цилиндрга фақат эластик сочилган электронлар тушиши керак. Бу

усулнинг афзаллиги электронлар интенсивлигининг аниқ ўлчанишидир. Дифракция манзарасини флюоресценция экранда визуал кузатиш мумкин. 4.7-расмда флюоресценцияли экран ёрдамида дифракция манзарасининг қайд этиш ва кузатиш схемаси кўрсатилган:



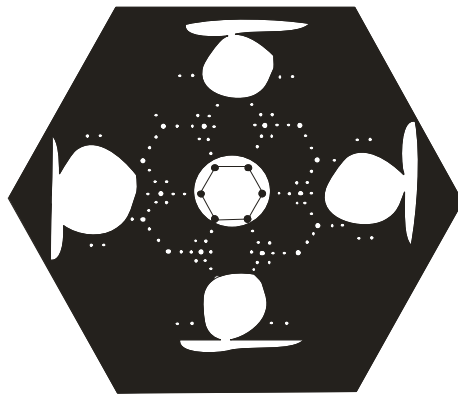
4.7-расм. Флюоресценцияли экран ёрдамида дифракция манзарасининг қайд этиш схемаси

Бу ҳолда электронлар 1-манбадан чиқиб, 2-намунада сочилади ва тўғри сферик шаклли 3-тўрларда ҳаракатланади. Тўрларнинг биринчиси ва текширилаётган кристалл ерга уланган. Кейинги бир нечта тўрлар эластик сочилган электронлардан ташқари барча электронларни секинлаштириш учун хизмат қилади. Улар электронларнинг бошланғич манбаси катори потенциалига яқин потенциалга эга. Тўрлардан ўтган электронлар тезлашади ва 5 кВли люминисцентли экранга-4 тушади. Бу эса дифракция манзарани олиш имконини беради. Олинган дифракцияли электронларни фазовий тақсимотини анализи кристалл элементар ячейкаси геометрик ориентациясини ва ўлчамларини аниқлаш имконини беради. Кўрилаётган усулда одатда 10-500эВ энергияли электронлар оқимидан фойдаланилади. Улар эса 0,4-0,06 нм ли де-Бройль тўлқин узунликларига мос келади. Паст энергияли электронлар дифракцияси усулида ва паст энергияли электронлар қўлланилганда кристалл ҳажмига кичик миқдорда энергия кириб боради, натижада сирт қатлами тўғрисида ахборот олинади. Шунинг учун бу усул сирт анализлари учун ўта қулайдир. Дифракцияли максимумларнинг ҳосил бўлиш шароитлари тўлқин оптикиси қонунларига мос ҳолда, Брег-Вульф тенгламалари ёрдамида аниқланади:

$$d \sin \theta = m \lambda \quad (4.5)$$

бунда: d -кристал панжара даври; θ -нурнинг силжиш бурчаги; m —бутун сон (дифракция тартиби).

Дифракция максимумларининг жойлашиши сочилиш кўринишига ёки сочилиш вақтларига (сонлари) боғлиқ эмас, шунинг учун, дифракция максимумлари жойлашиши бўйича панжара сирти кўринишини аниқлаш мумкин. Мисол сифатида 4.8-расмда атомлар тоза кремний (111) сиртини электронограммаси кўрсатилган.

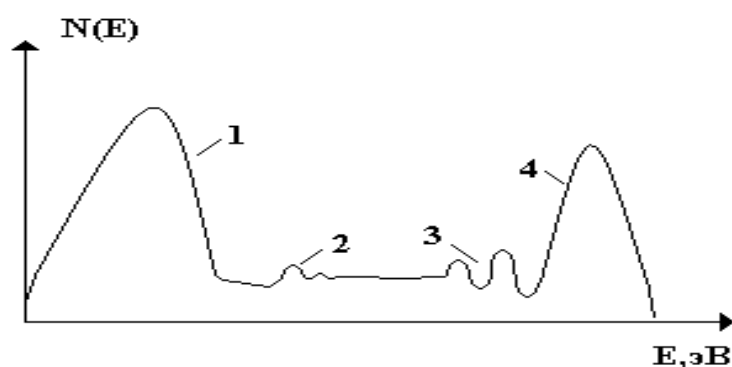


4.8-расм. Секин ҳаракатланувчи электронларни Si (111) 7x7 сиртига дифракцияси рефлекслари

Бу манзара электронлар оқимини сирт атомларига дифракциясининг интерференцияси натижасида ҳосил бўлган. 7x7 эса сирт элементар ячейка ўлчамлари ҳажмдагига нисбатан неча марта катталигини кўрсатади.

4.4. Иккиламчи ионлар эмиссиясига асосланган текшириш усуллари.

100 эВ дан 2МэВ интервалидаги энергияга эга ионлар (асосан гелий ионлари) кристалларидаги атомлараро масофадан кичик бўлган де-Бройль тўлқин узунликларига эга бўлади. Шунинг учун, кристалл сирти билан ўзаро таъсирлашганда худди классик заррачага ўхшаб ҳаракатланади. Сиртдан қайтган тескари ионлар оқимини эластик тўқнашишлар қонуни бўйича характерлаш мумкин. Қаттиқ жисм сиртини ионлар билан бомбардимон қилинганда ҳосил бўладиган физик ўзаро таъсирлар 4.9-расмда кўрсатилган.

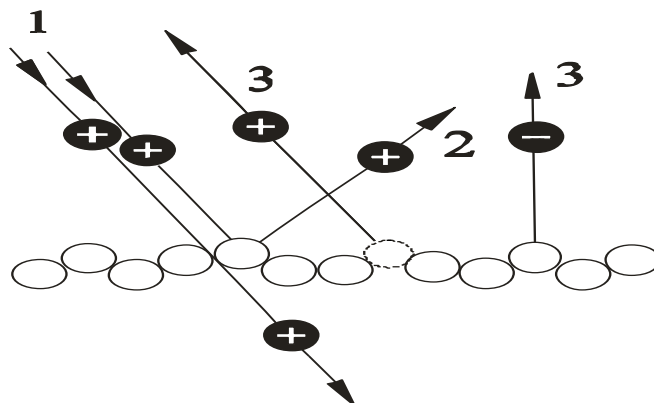


4.9-расм. Тушувчи ионларнинг қаттиқ жисм сирти билан ўзаро таъсир механизми.

Ушбу расмда: 1-бирламчи (тушувчи) ионлар, 2-сочилган ионлар, 3-иккиламчи (мусбат, манфий ва электронейтрал бўлган) заррачалар. Бу усул қўлланилишининг икки хил тури мавжуд. Биринчиси-1кэВ энергияли ионлардан фойдаланиш. Бунда сочилган ионларнинг юқори даражадаги нейтралланиш сочилган ионларни қайд этиш учун, тушувчи оқимлар интенсивлигини (жадаллигини) оширишни талаб этади. Иккинчиси-бир неча МэВ энергияли ионлардан фойдаланиш. Бу усул Резерфорд сочилиши деб ҳам юритилади. 4.10-

расмдан кўринадики, идеал кристалл сиртида доим шундай йўналишни танлаб олиш мумкинки, агар, мос ҳолдаги атом орқали ўтса, у ҳолдаги тўғри чизик биринчи қатламдаги атом орқали ўтса, у ҳолда, у навбатдаги ҳар бир қатлам атомлари орқали ҳам ўтади.

Агар тўғри чизик биринчи қатламдаги атом орқали ўтмаса, у ҳолда, у навбатдаги қатламлардаги атомлар орқали ҳам ўтмайди. Агар тушаётган ион идеал сиртга биринчи атом орқали ўтувчи тўғри чизик бўйлаб тушса, у ҳолда бу ионлар биринчи қатламлардаги атомларда сочилади, чунки, навбатдаги қатламлардаги атомлар улар учун ёпиқдир.

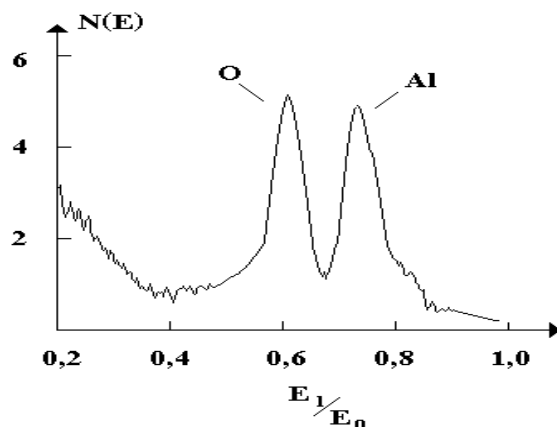


4.10-расм. Турли сирт атомлари қатламларида ионларнинг сочилиши.

Бироқ, биринчи қатлам атомлари, иккинчи қатлам атомларига нисбатан сочилган бўлса, у ҳолда, тушувчи ионлар иккинчи қатлам атомларида ҳам сочилади. Демак, бирламчи ионлар оқимини тушиш бурчагини ўзгартириб, турли йўналишдаги сочилган ионлар интенсивлиги тақсимооти анализи асосида кристалл сиртдаги атомлар жойлашишини аниқлаш мумкин. Экспериментал натижаларни икки усулда анализ қилиш мумкин: сочилган ионларни энергетик тақсимоотини анализи ва иккиламчи ионларнинг масс-спектрал анализи.

Биринчи усул-ионли сочилиш спектроскопияси, иккинчиси эса, иккиламчи ионларни массспекроскопия усули деб аталади. Кристалл сиртини юқори энергияли ионлар билан бомбардимон қилинганда, сирт қатламларидаги уни ташкил этувчи атомлар ёки кластерларни уриб чиқарилиши кузатилади (зарядланган ҳолда бўлса ҳам). Учиб чиқаётган ионларни массалари бўйича текшириб, сирт таркибини аниқлаш мумкин. Бу усул иккиламчи ионли масс-спектроскопия деб ном олган. Одатда, бу анализ усулидан фойдаланилганда, бирламчи ионлар сифатида 1 кэВ дан 30 кэВ энергия интервалида Cs^+ , Ar^+ , O_2^+ ионлари ишлатилади. Ионли сочилиш спектроскопия усули билан сирт атомларини идентификацияси (аниқлаш), берилган бурчак орқали сочилган инерт газ ионларининг энергетик спектрлари орқали амалга оширилади. Олинган спектр турли энергияларга мос келувчи бир нечта максимумларга эга. Кузатилган максимумлар сони текшириляётган сиртдаги компоненталар

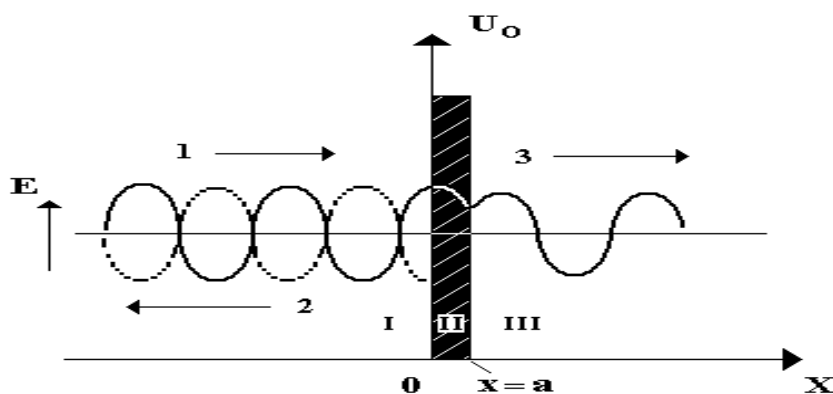
сонига мос келади. 4.11-расмда Al_2O_3 қатламни 1500 эВ энергияни (He^+) гелий ионлари билан бомбардимон қилингандан кейин сочилган ионларнинг энергетик спектрлари кўрстилган.



4.11-расм. Сочилган ионларнинг энергетик спектрлари.

4.5. Сканерловчи туннелли микроскоп.

Сканерловчи туннелли микроскоп усули туннель эффектига асосланган. “Туннель эффекти” тушунчаси, электронларнинг энергия йўқотмасдан потенциал барьер орқали ўтиш қобилиятини билдиради. Электронни тўғри бурчакли кўринишга эга бўлган потенциал барьер орқали ўтиш эҳтимоллигини кўриб чиқамиз. Фараз қилайлик, электрон энергияси E потенциал барьер баландлигидан U_0 кичик бўлсин $E < U_0$. Электрон мусбат йўналишда, x ўқи бўйлаб ҳаракатланаётган бўлсин. 4.12-расм.



4.12-расм. Заррачанинг потенциал барьер орқали туннелли ўтиши.

Электроннинг мусбат йўналиш (1) бўйича характериға мос келувчи де-Бройль тўлқини қисман 2-барьердан қайтади, қисман ундан (3) ўтади ва $x > a$ соҳа бўйлаб тарқалади. Электронни потенциал барьер орқали ўтиш эҳтимоллигини топиш учун $x < 0$, $0 < x < a$ и $x > a$ соҳалардаги тўлқин функцияларини аниқлаш керак, сўнгра уларни потенциал барьер чегарасида “бирлаштириш”, яъни, тўлқин функцияларини ва уларнинг ҳосилаларини

тенглаштириш керак. Тўлқин функцияларини ва уларнинг ҳосилаларини керак. Тўлқин функцияларини аниқлаш учун Шредингер тенгламаларидан фойдаланилади:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi}{dx^2} + U(x)\Psi(x) = E\Psi(x) \quad (4.7)$$

Кўриб чиқиладиган уч соҳанинг ҳар биттаси учун Шредингер тенгламаси қуйидаги кўринишга эга: $\Psi_1 = A_1 \exp(jkx) + B_1 \exp(-jkx)$ $x < 0$,

$$\Psi_2 = A_2 \exp(-\theta x) + B_2 \exp(\theta x) \quad 0 < x < a$$

$$\Psi_3 = A_3 \exp[jk(x-a)] + B_3 \exp[-jk(x-a)] \quad x > a, \quad (4.8)$$

Бунда: $A_1, A_2, A_3, B_1, B_2, B_3$ - доимий коэффициентлар, $A_1 \exp(jkx)$ ва $B_1 \exp(-jkx)$ - катталиклар, мос ҳолда, тушувчи ва қайтган тўлқинларни характерлайди, $A_3 \exp[jk(x-a)]$ катталик, ўтган тўлқинни характерлайди. $B_3 \exp[-jk(x-a)]$ - катталик эса, чексизликдан келаётган (чиқаётган) қайтган тўлқинни характерлайди.

$$B_3 = 0, \quad \theta = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}(U-E)}, \quad k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}, \quad m - \text{электронни тинчликдаги массаси.}$$

Туннель эффекти катталигини (миқдори) сон жиҳатдан характерлаш учун потенциал барьерни шаффофлик коэффициенти киритилади. Шаффофлик коэффициенти барьердан ўтган электрон оқими зичлиги нисбатининг модули

$$\text{билан аниқланади: } D = \left| \frac{I_{\text{пр}}}{I_{\text{пад}}} \right| \quad (4.9)$$

Электронлар оқимини аниқлаш учун қуйидаги муносабатдан фойдаланамиз:

$$I = \frac{j\hbar q}{2m} \left(\frac{\partial \Psi^*}{\partial x} \Psi + \Psi^* \frac{\partial \Psi}{\partial x} \right) \quad (4.10)$$

Бу ифодада Ψ^* - мусбат катталик ҳосиласи. (4.8) ифодани (4.10) ифодага қўйиб қуйидагиларни оламиз:

$$D = \left| \frac{A_3}{A_1} \right|^2 \quad (4.11)$$

Ўки қулай кўринишда ёзамиз:

$$D = \left| \frac{A_3}{A_1} \right|^2 = \frac{16n^2}{(1+n^2)^2} \exp 2a\theta, \quad \text{бунда: } n = \frac{k}{\theta} = \sqrt{\frac{E}{E-E_0}} \quad (4.12)$$

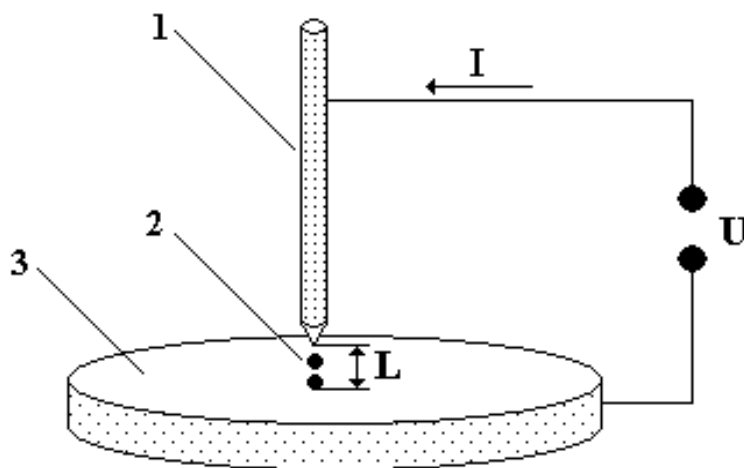
$$\text{Сўнгра, } D_0 = \frac{16n^2}{(1+n^2)^2} \text{ катталикни киритиб, (4.12) потенциал барьер}$$

шаффофлиги учун қуйидаги ифодани оламиз :

$$D = D_0 \exp\left(-\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)}\right) \quad (4.13)$$

(4.13) ифодага асосан, маълум бир аниқ шароитларда электрон потенциал барьерни ўз энергиясини йўқотмасдан ўтиши мумкин. Бундай ҳолатлардан тунелли микроскоплар яратишда фойдаланилади. Сканерловчи тунелли микроскопларда уч қисмли ўткирланган ўтказувчи игналар ишлатилади. Силжиш кучланиши игна ва намуна орасига қўйилади (4.13- расм). Игнанинг эгрилик радиуси 3-5 нм ни ташкил этади.

Металл игнанинг ўткир учи қаттиқ жисмнинг ўтказувчи сиртига 1 нм.дан камроқ масофага яқинлашганда, электронлар тўлқин функцияларининг игна учига ва қаттиқ жисмлар сиртига устма-уст тушиши сезиларли даражада катта бўлади.



4.13-расм. Зонд ва объект орасидаги туннель токининг ўтиш схемаси.

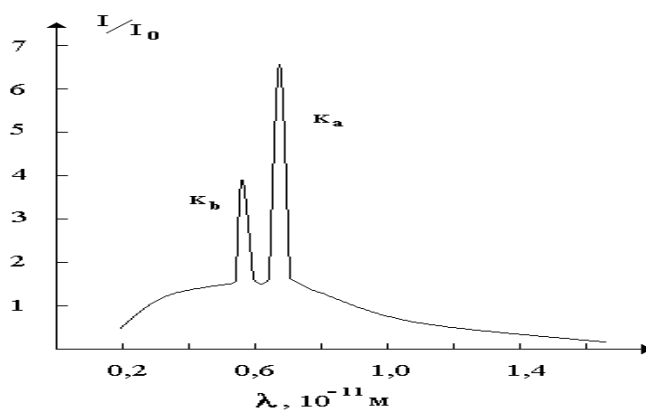
1-зонд ва, 2-электронлар оқими, 3-текширилувчи намуна, U-зонд ва объект орасидаги потенциаллар фарқи, I-тунелл токи, L-зонд ва объект орасидаги масофа.

Натижада электронларнинг игнадан ўтказгич сиртига ва ўтказгич сиртидан игнага тунеллашиши шундай катталашадики (шундай микдорга) етадики бу ҳолда тунелланиш (асосидаги) натижасида ҳосил бўлган электр токини ўлчаш мумкин бўлади. Бундай туннель токи қаттиқ жисмни ўтказувчи сиртида локаллашган электронлар зичлигига пропорционалдир. Агар игнани текшириляётган сирт бўйлаб ҳаракатлантирилса (туннель токи доимий қолиши керак), сиртдаги электронлар зичлиги тақсимотини аниқлаш мумкин. Ёки бошқача қилиб айтганда, сиртни электрон релефини олиш мумкин. Текшириляётган сирт ва игна орасига турли кучланиш қийматларини қўйиб, тунелл токи ўлчанса, электрон ҳолатлар зичлигини энергияга боғланиш характеристикасини олиш мумкин. Бундай усул тунелли спектроскопия деб аталади. Игна-зондлар одатда металл симлардан тайёрланади (масалан: W, Pt–

Ir, Au). Игна - намуна орасидаги масофа 0,5–2,0 нм бўлади. Игна-намуна орасига кучланиш қўйилса, у ҳолда, бу ораликда туннель токи оқади.

4.6. Ренген спектроскопияси.

Ренген нурланиши 10 ангстремдан («юмшоқ» ренген нурланиши) 0,01 ангстремгача («қаттиқ» рентген нурланиши) бўлган соҳаларда ётувчи тўлқин узунликка эга бўлган электромагнит нурланишлар спектрининг бир қисмини ташкил этади. 1 ангстремумга эга бўлган бу соҳанинг ўртасида, нурланиш кванти энергияси 10 эВ ни ташкил этади. Ренген нурлари катта тезликларда ҳаракатланаётган электронларнинг моддалар билан ўзаро таъсири натижасида ҳосил бўлади. Электрон модданинг атомлари билан тўқнашганда ўзининг кинетик энергиясини йўқотади. Бу ҳолда, энергиянинг катта қисми иссиқликка ажралади, кичикроқ қисми эса, одатда 1% камроқ ренген нурланиш энергиясига айланади. Одатдаги усуллар билан ренген нурланишлари олинганда, тўлқин узунликларининг кенг диапазони олинади ва у ренген спектрлари деб аталади. 4.14-расмда кўрсатилганидек спектрда аниқ максимумлар мавжуд бўлади.



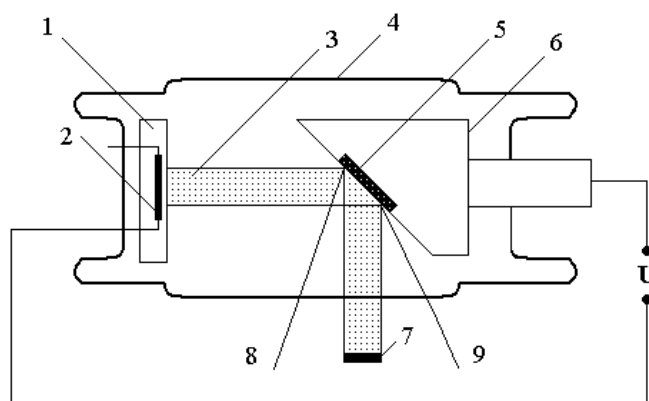
4.14-расм. Вольфрам нишонли ренген трубкадан нурланаётган спектр кўриниши.

Кенг узунликни оқ нурланиш ёки узлуксиз спектр дейилади. Спектрдаги учли (ўткир) максимумларни характерли ренген чизиқли нурланишлари деб аталади. Олинган спектр электронларни модда билан тўқнашиши натижасида шаклланган бўлса ҳам, унинг кенг ва дискрет чизиқларининг ҳосил бўлиш механизмлари ҳар-хил бўлади. Ренген нурланишларини тезкор электронларнинг тормозланишида ҳосил бўлишини тормозли ренген нурланишлари дейилади.

Тормозли нурланишни қуйидагича тушунтириш мумкин. Ҳаракатдаги электронлар ёки ҳар қандай электр токи, ўзи атрофида магнит майдонини ҳосил қилади. Модда анодидаги электронларни кескин тормозлаш жараёни электр токини кучсизланиши ва йўналишига тенг кучлидир. Натижада магнит майдонини ўзгариши электромагнит тўлқинни ҳосил қилади. Максвелл назарияси бўйича тормозловчи электронлар қисқа электромагнит тўлқинларни нурлантириши керак. Тормозловчи ренген нурланиш узлуксиз спектрга эга,

шунинг учун у “оқ” нурланиш номини олган (оқ ёруғликни узлуксиз спектрига ўхшаб). Ҳар қандай модда кўп сонли атомлардан иборат. Ҳар бир атомни ядроси бор ва у электрон қобиклар билан ўралган. Қобикдаги ҳар бир электрон дискрет сатҳли энергияга эга. Ренген нурлари, модда билан ўзаро таъсирлашиб, атомлар ички қобикдаги электронларга энергия бериши мумкин. Агар бу энергия электронларни узиб олишга етарли бўлса, у ҳолда, электронларни уриб чиқарилиши ва ренген нурларини ютилиши кузатилади.

Ютилиш максимумларининг жойлашиши атом элементи ва унинг заряд ҳолатига боғлиқ. Шундай қилиб, ренген нурлари ютилиш спектрларини текшириш, сиртқи элемент таркибини ва атомларининг заряд ҳолатларини аниқлаш имконини беради. Ҳар бир чизик (линия) электронни маълум бир атом билан ўзаро таъсирдан ҳосил бўлади. Шунинг учун, тўлқин узунлигини аниқлаб, текшириладиган қаттиқ жисмда қандай элементлар мавжудлигини айтиш мумкин. Электронларни модда билан ўзаро таъсир натижаси асосида Ренген нурланишни олиш учун, одатда ренген трубкаси ишлатилади. 4.15-расм.

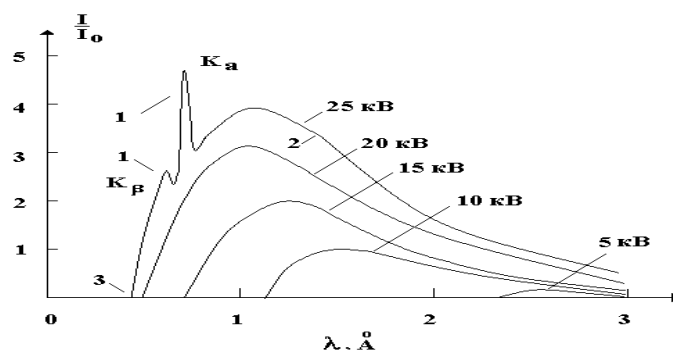


4.15-расм. Ренген трубкасининг қурилмаси.

Бу ерда электронлар манбаси вольфрамли катод-1, у 2-никел симида юқори температурагача қиздирилади. Электронлар оқими-3 юқори даражадаги потенциаллар фарқи ҳисобига юқори даражада тезлаштирилади, (анод ёки антикатод-5 ва катод орасида). Электронлар атомлар билан тўқнашмасдан катодга етиб бориши учун юқори даражадаги вакуум керак бўлади. Бунинг учун трубкани шишали корпусини – 4 яхши тортиб солиш керак.

Электронлар алоҳида кўринишга эга электрод ёрдамида анодда-6 фокусланади. Электронлар билан бомбардимон қилинаётган анод иссиққа чидамли материалдан тайёрланган бўлиши керак, чунки, бомбардимон қилувчи электронлар кинетик энергиясининг асосий қисми иссиқликка айланади. Бундан ташқари, ренген нурларининг чиқиши атом номерли материалдан тайёрланиши керак. Кўп ҳолларда анод materiali учун вольфрамдан фойдаланилади, унинг атом номери 74 га тенг. Текшириладиган материални-7 нурлантириладиган қисми трубкадан ташқарида жойлашган бўлади. Сочилган ренген нурлари-8,9 ҳам трубка корпусидан ташқарига чиқади.

Тормозловчи нурланиш спектри ренген трубкасига қўйилган кучланиш катталиги билан аниқланади. Тормозловчи нурланиш интенсивлигининг Ренген трубкасидаги турли кучланишлардаги U тўлқин узунликлари λ бўйича тақсимои 4.16-расмда кўрсатилган.



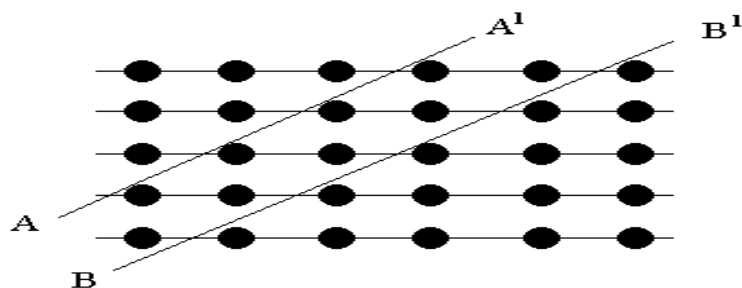
4.16-расм. Тормозловчи кучланишнинг нисбий интенсивлигининг тақсимои.

Юқори энергия ва интенсивикга эга Ренген нурланишининг узлуксиз тормозловчи спектрини олиш учун Au, W; хизмат қилади.

Структурали анализ ўтказиш учун Ti, Cr, Fe, Co, Ni, Cu, Mo, Ag лардан тайёрланган рентгентрубкаларидан фойдаланилади. Анод материаллари (тўлқин узунликлари λ) – Cu (1,33 нм), Al (0,834 нм), Mo (0,54 нм), Pd (0,434 нм). Ренген нурларини моддага ютилиш коэффициентини уни энергиясига боғланишидан фойдаланиб, эркин электрон ҳолатлари зичлигини энергетик тақсимои тўғрисида маълумотлар олиш мумкин. Ренген спектраскопияси атомлари яқин атроф симметриясини аниқлаш ва кимёвий боғланишлар табиатини текшириш имконини беради.

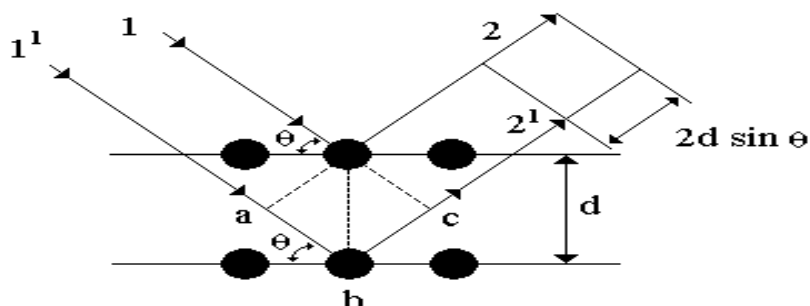
4.7. Ренген нурлари дифракцияси.

Ренген нурлари электромагнит тўлқинлардан иборат бўлганлиги учун кристалл панжараларда сочилганда дифракция ҳодисаси кузатилиши керак. Дифракция максимумлари мавжуд йўналишларни аниқлаш учун, барча сочилиш марказларидан келаётган элементар тўлқинларни қўшиш керак. Агар, бирламчи ренген нурлари доимий жойлашган параллел текисликлардан (тугунлар(атомлар, ионлар) ва кристалл панжаралар орқали ўтувчи) қайтади деб ҳисобланса, бундай қўшилган элементар тўлқинларни олиш мумкин. Амалий жихатдан ҳар қандай кристаллда бир нечта даврий жойлашган атом текисликларини ажратиш кўриш мумкин 4.17-расм.



4.17-расм. Атом текисликларини даврий жойлашиши.

Ренген нурлари кристалл ҳажмига киради ва ҳар бир горизонтал текисликлардан қайтади. Бу ҳолда, кўплаб ренген нурларининг когерент оқимларига эга бўламиз ва улар бир-бирлари биланинтерференциялашади. Бир-бирларидан текисликлараро масофа деб аталган d масофада турган параллел текислик қатламларида системали жойлашган атомлардаги ренген нурлари дифракцияларини ҳосил бўлишини кўриб чиқамиз. Ренген нурларининг иккита қўшни 1 ва 1^1 оқимлари кристалл сиртига θ бурчак остида тушаётган бўлсин. (4.18-расм).



4.18-расм. Ренген нурларининг кристаллографик текисликларидан қайтиши.

Тушувчи нур йўналиши ва кристаллографик текислик орасидаги бурчак θ -силжиш бурчаги деб ном олди. Ренген нурланишларининг тушувчи оқими кристалл панжара атомларини қўзғатади ва улар иккиламчи тўлқин манбаси бўлиб қолади. Иккита параллел кристаллографик текисликларда қайтган 2 ва 2^1 нурлар орасидаги йўналиш фарқи қуйидагича:

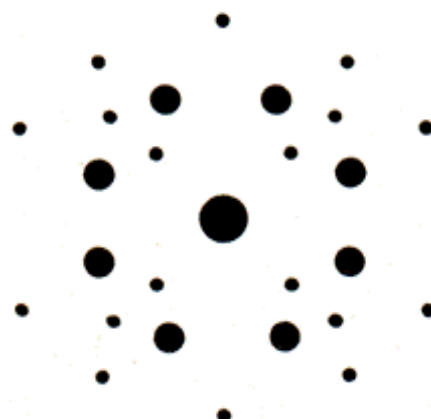
$$ab + dc = 2d \sin \theta \quad (4.14)$$

Интерференция максимумлари шартларига асосан, тўлқин йўналишларининг фарқи тўлқин узунлигининг бутун сонига тенг бўлиши керак. Демак, дифракция максимумларининг ҳосил бўлиш шартларига асосан:

$$2d \sin \theta = m \lambda \text{ бўлади.}$$

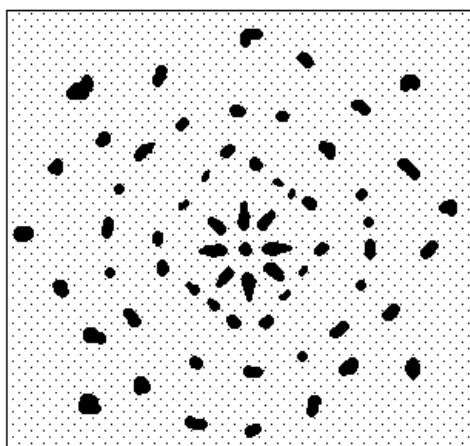
Бунда: λ тўлқин узунлиги, n – бутун сон. Монокристалда сочилган ренген оқими йўлига қўйилган фотопластинкада ҳосил бўлувчи дифракция манзараси

Лауэграмма дейилади. 4.19-расмда ренген нурлари билан нурлантирилган кристалда олинган дифракция манзараси кўрсатилган.



4.19-расм. Ренген нурлари оқими билан нурлантирилган кристалда олинган дифракция манзараси.

Келтирилган расмга асосан, дифракция манзара симметрик жойлашган доғлар сериясидан иборат. Лауэграммадаги ҳар бир доғ, дифракция оқими йўналиши орқали аниқланаётган ориентацияли панжара текислигига мос келади. Демак, кристалнинг даврий жойлашган текисликлар йиғиндиси ўзининг доғлар системасини беради. Фотоплёнкадаги доғларнинг жойлашиши тўлалигича текисликлар орасидаги масофа d билан аниқланади. Умумий доғ-максимумлар манзарасини анализи бир нечта d қийматларини аниқлаш имконини беради. $d_1, d_2, \dots$ параметрларнинг бундай жамланмаси бўйича кристалл панжара кўриниши (тиқини) ва унинг учун атомлар орасидаги масофани аниқлаш имконини беради. Мисол сифатида 4.20-расмда NaCl монокристалининг Лауэграммаси келтирилган.



4.20-расм. NaCl монокристали Лауэграммаси.

Назорат саволлари.

1. Оже-спекроскопия усули моҳиятини тушунтиринг.
2. Оже-спекроскопия усули билан қандай материаллар сиртини текшириш мумкин?
3. Паст энергияли электронлар дифракцияси усули қандай физик ҳодисаларга асосланган?
4. Электрон-Оже-спектроскопия ва паст энергияли электронлар дифракцияси усуллари сирт олди атомлари қатламини қандай характеристикаларини олиш имконини беради?
5. Ренген спектроскопия усули қандай хусусиятларга эга?
6. Атомар-тоза сиртдаги макроскопик нуқсонларни аниқлаш учун қандай усуллардан фойдаланилади?
7. Сканирловчи тунелли микроскоп қандай эффектларга асосланган?
8. Ёруғлик доғининг ҳаракатланиши бўйича сирт рекомбинация тезлигини топиш усулининг афзалликлари ва камчиликларини тушунтиринг.
9. Ионли сочилиш спектраскопия усули ёрдамида сирт атомларини қандай идентификация қилиш мумкин?

4-Бобга Адабиётлар.

1. Кульментьев А.И., Кульментьева О.П. Методы анализа поверхности твердых тел. Сумы. СумДУ. 2008. С.158.
2. Киселев В.Ф., Козлов С.Н., Зотеев А.В. Основы физики поверхности твердого тела. Москва. МГУ. 1999. С. 284.
3. Фистуль В.И. Физика и химия твердого тела. Москва. «Металлургия». 1999. С.320.
4. Оура К., Лифшиц в.Г., Саранин А.А., Зотов А.В., Катаяма М. Введение в физику поверхности. Москва. «Наука». 2006. С.492.
5. Вайкенштейн Б.К. Кристаллы. Рост, структура, свойства кристаллов. Москва. «Наука». 1993 г. С. 215.

V–Боб. ЧЕГАРА СОҲАСИНИ ТАДБИҚ ЭТИШ УСУЛЛАРИ.

Икки муҳит орасидаги чегара соҳаси аксарият замонавий яримўтказгич материаллар асосидаги асбобларнинг асосий ташкилий қисми ҳисобланади. Хусусан, бу яримўтказгич-диэлектрик чегара соҳасига таалукдир. Яримўтказгич-диэлектрик орасидаги ўтиш соҳасини иккита қаттиқ муҳит (фаза)ни ажратиб турувчи соҳа деб қараш мумкин. Ушбу соҳа чегарасида (ичида) физик-химик структуралар бузилиши, шунингдек яримўтказгич ва диэлектрикнинг электрофизик характеристикалари ўзларининг (уларнинг) ҳажмий (хусусиятларидан) физик хоссаларидан фарқ қилиши содир бўладди. Яримўтказгич-диэлектрик структуранинг ўтиш соҳаси турли фаол муҳитларда яримўтказгич сиртини узоқ муддатли технологик қайта ишлаш жараёнларида шаклланади.

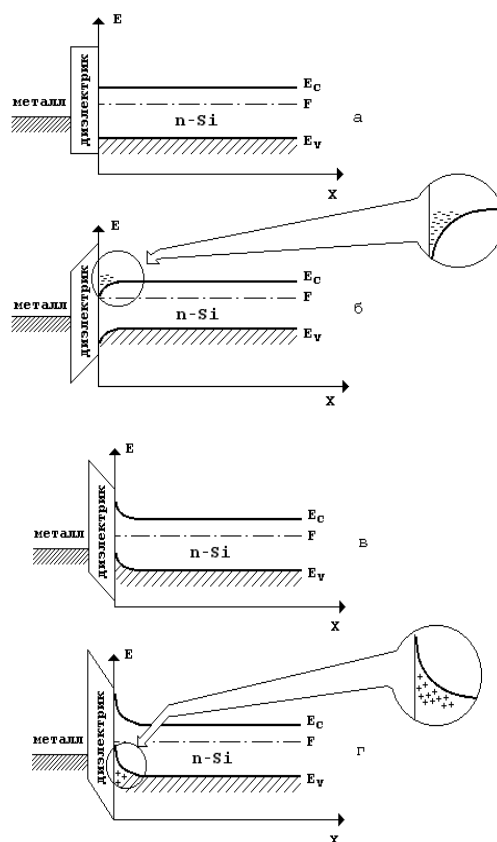
Юқори температураларда фаол муҳитларнинг таъсири яримўтказгичнинг сирт соҳаси структуралари даврийлигини бузилишига ва яримўтказгич ва диэлектрикнинг сирт соҳаларига аралашма атомларининг киритилиши фазовий таркибларни бир жинсли бўлмаган ҳолатларга олиб келади. Бу эса ўз навбатида, ўтиш соҳасида “кучсизланган” ва узилган боғланишларнинг шаклланишига, ҳаракатчан заряд ташувчиларнинг қайта тақсимланишига ҳамда уларнинг жойлашувларига (локамуация) олиб келади. Ўтиш соҳалари параметрларини, шу соҳада жойлашган ва бирлик юзага келтирилган заряд миқдорлари билан характерлаш мақсадга мувофиқдир, яъни, N_{ss} - сирт ҳолатлари зичлиги билан.

5.1. Металл-диэлектрик-яримўтказгич структураларнинг юқори частотали сиғим-кучланиш характеристикалари.

Металл – диэлектрик-яримўтказгич структураларнинг асосий параметрлари сирт ҳолат зичлигини N_{ss} юқори частотали сиғим-кучланиш характеристикалари бўйича аниқлаш, иккита сиғим-кучланиш характеристикалари бўйича таққослашга асослангандир. Булардан биттаси (бири) идеал ($N_{ss}=0$) структура учун ҳисобланган назарий характеристика ва иккинчиси сирт ҳолатлари мавжуд бўлган реал структура учун олинган экспериментал характеристикадир.

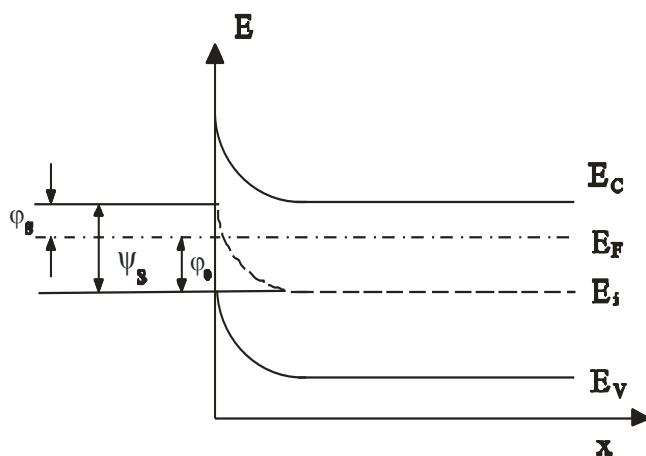
Металл – диэлектрик – яримўтказгич (МДЯ) структураларни юқори частотали сиғим-кучланиш характеристикаларини ҳисоблаш учун, яримўтказгич-диэлектрик чегара соҳасида жойлашган барча электрон ҳолатлар, яримўтказгичнинг рухсат этилган энергия зоналари билан электрон алмашинувига улгурмайди деган тахминлардан фойдаланилади. Ушбу шарт бажарилганда, сирт ҳолати зарядлари (силжиш кучланиши доимий ҳолда) чегара соҳаси сиғимига таъсир кўрсатмайди (кўшимча сиғим кўшмайди) ва МДЯ структура сиғими ўзгармайди. Бу эса ўзгарувчан сигнал кутбларининг етарли юқори даражадаги тез ўзгаришида бажарилади, яъни, юқори

частоталарда. Шунинг учун бу усул юқори частотали сиғим- кучланиш характеристикаси дейилади. Аниқлик учун, электрон ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгич асосида тайёрланган металл – диэлектрик – яримўтказгич структурасини кўриб чиқамиз. Фараз қилайлик, диэлектрик ҳажмида у ёки бу зарядлар миқдори ва яримўтказгич-диэлектрик чегара соҳасида жойлашган электрон ҳолатлар зичлиги нолга тенг. Яримўтказгич ўтказувчанлигини аниқловчи донор марказлари яримўтказгич ҳажми бўйича тенг тақсимланган деб фараз қиламиз, яъни, $N_d \neq N_d(x)$. Агар диэлектрик қатлами етарли даражада юпқа бўлса, у ҳолда, ўзгармас (доимий) силжиш кучланиши (ёки унинг асосий қисми) фақат яримўтказгич қатламга қўйилган (тушган) бўлади. Яримўтказгичга қўйилган кучланишнинг қутбларига (+,-) мос ҳолда, яримўтказгич-диэлектрик чегара соҳасида электронлар билан бойитилган ёки камбағаллашган ва инверсия кўринишдаги ўтказувчанлик ҳосил бўлиши мумкин. Бу ҳолатлар, яримўтказгичнинг чегара соҳасига қўйилган кучланиш таъсирида электронлар энергия зоналарининг эгилишларига асосланган (4.21-расм).



5.21-расм. Электр ўтказувчанликка эга бўлган МДЯ структура энергетик зоналарининг эгилиши: а) ташқи кучланиш U бўлмаган ҳолат: б) бойитувчи кучланиш U берилган ҳолат: в) камбағаллаштирувчи кучланиш U берилган ҳолат: г) инверс кучланиш U берилган ҳолат.

МДЯ структураларнинг металл электродига қўйилган мусбат кучланиш U ортирилганда, яримўтказгичнинг эркин электронлари яримўтказгич-диэлектрик чегара соҳасига тортилади. Бу ҳолат яримўтказгич сиртий қатламининг бойитилган режимига мос келади. Энергетик диаграммалар пастки томонга эгилади (5.21-расм,б). Манфий кучланиш ортирилганда (қўпайтирилганда) эса, эркин электронлар чегара соҳадан яримўтказгичнинг ҳажми томон тортилади. Бундай режим камбағаллашган режимга мос келади (5.21-расм,в). Манфий кучланиш яна ҳам ортирилганда (манфий кучланишнинг янада ортирилиши), яримўтказгичнинг сирт соҳаси яқинидаги эркин электронлар концентрацияси, чегара соҳасига тортилаётган термик генерацияланган коваклар концентрациясидан кичик бўлиб қолади. Бундай режим яримўтказгич сирт соҳаси ўтказувчанлигининг ўзгаришига, яъни, сирт ўтказувчанлигининг инверциясига олиб келади (5.21-расм,г). МДЯ структураларнинг сиғим-кучланиш характеристикасини ҳисоблаш учун, электрон ўтказувчанликга эга яримўтказгичли камбағаллашган кучланиш берилган ҳолдаги зоналар диаграммасини кўриб чиқамиз (5.22-расм).



5.22-расм.п-тип ўтказувчанликли МДЯ структуранинг камбағаллаштирилган кучланиш берилгандаги зоналар диаграммаси.

Диэлектрик қатламга яқин соҳадаги яримўтказгични ҳажмий зарядлар зичлигини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\rho(x) = q[N_d - n(x)] \quad (5.1)$$

Бунда: N_d – донор аралашманинг ионлашган концентрацияси, $n(x)$ – эркин электронлар концентрацияси.

Яримўтказгичдаги эркин электронлар концентрациясини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$n(x) = n_0 \exp \left[\frac{q(\varphi(x) - \varphi_0)}{kT} \right] \quad (5.2)$$

Бу ифодада: n_0 -яримўтказгич ҳажмидаги эркин электронларконцентрацияси, T -температура, k –Больцман доимийси, φ_0 - электронлар учун Ферми сатҳи билан яримўтказгич таъқиқланган зонаси ўртаси оралиғидаги энергетик масофа (5.22-расм).

φ - катталик, яримўтказгич сиртида $\varphi = \varphi_s$ ва яримўтказгич ҳажмида $\varphi = 0$ қийматларни қабул қилади.(5.1) ва (5.2) ифодалардан фойдаланиб,Пуассон тенгламасини:

$$\frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} = - \frac{\rho(x)}{\epsilon \epsilon_0} \quad (5.3)$$

Қуйидагича кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{d^2 \varphi(x)}{dx^2} = - \frac{q}{\epsilon \epsilon_0} \left[N_d - n_0 \exp \left[\frac{q(\varphi(x) - \varphi_0)}{kT} \right] \right] \quad (5.4)$$

Бунда: ϵ - яримўтказгичнинг диэлектрик сингдирувчанлиги, ϵ_0 -электр доимийси, у $8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м га тенг.

(5.4) ифодани x координата бўйича интеграллаб, қуйдаги ифодага эга бўламиз:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \left[\frac{2n_0 kT}{\epsilon \epsilon_0} \left[\exp \frac{q(\varphi_s - \varphi_0)}{kT} - 1 \right] - \frac{2qN_d}{\epsilon \epsilon_0} (\varphi_s - \varphi_0) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5.5)$$

Гаусс теоремасидан фойдаланиб:

$$Q = \epsilon \epsilon_0 \frac{d\varphi}{dx} \quad (5.6)$$

Яримўтказгичдаги зарядлар ўзгаришининг қуйидагича кўринишда ифодалаймиз:

$$\frac{dQ}{dx} = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{d}{dx} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right) = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{d^2 \varphi}{dx^2} \text{ ва } dQ = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{d^2 \varphi}{dx^2} dx \quad (5.7)$$

Яримўтказгичнинг дифференциалл сиғимини

$$C_s = \frac{dQ}{d\varphi_s} \quad (5.8)$$

ифодадан фойдаланиб қуйидагича ёзиш мумкин:

$$C_s = \varepsilon \varepsilon_0 \frac{d^2 \varphi}{dx^2} \frac{dx}{d\varphi_s} \quad (5.9)$$

Ёки қуйидаги кўринишда ҳам ёзиш мумкин:

$$C_s = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 \frac{d^2 \varphi}{dx^2}}{\frac{d\varphi_s}{dx}} \quad (5.10)$$

(5.4) ва (5.5) ифодаларни (5.10) ифодага қўйиб, қуйидагига эга бўламиз:

$$C_s(\varphi_s) = \frac{-q \left[N_d - n_0 \exp \frac{q(\varphi_s - \varphi_0)}{kT} \right]}{\left[\frac{2n_0 kT}{\varepsilon \varepsilon_0} \exp \left[\frac{q(\varphi_s - \varphi_0)}{kT} \right] - 1 \right] - \frac{2qN_d}{\varepsilon \varepsilon_0} (\varphi_s - \varphi_0)}^{\frac{1}{2}} \quad (5.11)$$

$\frac{\varphi_s - \varphi_0}{kT} = Y_s$ ўлчамсиз катталиқ билан белгилаб, (5.11) ифодани қуйидаги кўринишда

$$C_s(Y_s) = \frac{q(N_d - n_0 \exp Y_s)}{\left[\frac{2n_0 kT}{\epsilon \epsilon_0} (\exp Y_s - 1) - \frac{2qN_d kT}{\epsilon \epsilon_0} Y_s \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (5.12)$$

Ёки қулайроқ кўринишда ёзиш мумкин.

$$C_s(Y_s) = \frac{qn_0(\exp Y_s - 1)}{\left(\frac{2n_0 kT}{\epsilon \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} (\exp Y_s - Y_s - 1)^{\frac{1}{2}}} \quad (5.13)$$

Идеал кўринишдаги металл-диэлектрик-яримўтказгич структураларда сирт зарядлари бўлмайд, демак, сирт ҳолат сиғими нолга тенг бўлади. У ҳолда, МДЯ структураларни соддалаштирилган эквивалент схемаларини, диэлектрик қатлам сиғими(C_0)ва яримўтказгич сиғими(C_s) кетма-кет уланган конденсаторлардан иборат деб қараш мумкин. МДЯ структураларнинг тўла сиғимини эса, қуйидаги ифода ёрдамида ифодалаш мумкин:

$$C = \frac{C_0 C_s}{C_0 + C_s} \quad (5.14)$$

МДЯ структурага қўйилган доимий кучланишнинг тушиши:

$$U = U_o + U_s + U_i \quad (5.15)$$

бўлади ёки диэлектрикдаги кучланишнинг тушиши, (U_o) яримўтказгич қатламидаги кучланишнинг тушиши (U_s) ва инверсия қатламидаги зарядлардаги кучланишнинг тушишлари (U_i) йиғиндиларидан иборат деб қараш мумкин. (5.15) тенгламадаги охирги ҳад U_i , фақат катта инверс кучланишларда ($\varphi_s > 2\varphi_0$) бўлиши мумкин (зоналарнинг катта изгибларга олиб келади). Идеал МДЯ структуралар сиғим-кучланиш характеристикаларини ҳисоблаш учун, структурага қўйилган кучланишнинг тушишини сирт потенциали φ_s орқали ифодалаш керак. Электр майдон кучланганлиги тушунчасидан ва ясси конденсатор сиғими ифодасидан фойдаланиб ушбуни ёзамиз:

$$E = -\frac{d\varphi}{dx} x = 0, \quad C_0 = \frac{\epsilon_1 \epsilon_0 S}{x} \quad (5.16)$$

Идеал МДЯ структурадаги кучланиш тушуви қуйидаги ифодага эга бўлади:

$$\Delta U = \left(\frac{2n_0 kT}{\epsilon \epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}} (\exp Y_s - Y_s - 1)^{\frac{1}{2}} \epsilon_1 \epsilon_0 \frac{S}{C_0} + \frac{kT}{q} Y_s \quad (5.17)$$

Бу ифодада: ϵ_1 - диэлектрикнинг диэлектрик сингдирувчанлиги, S-структура юзаси.

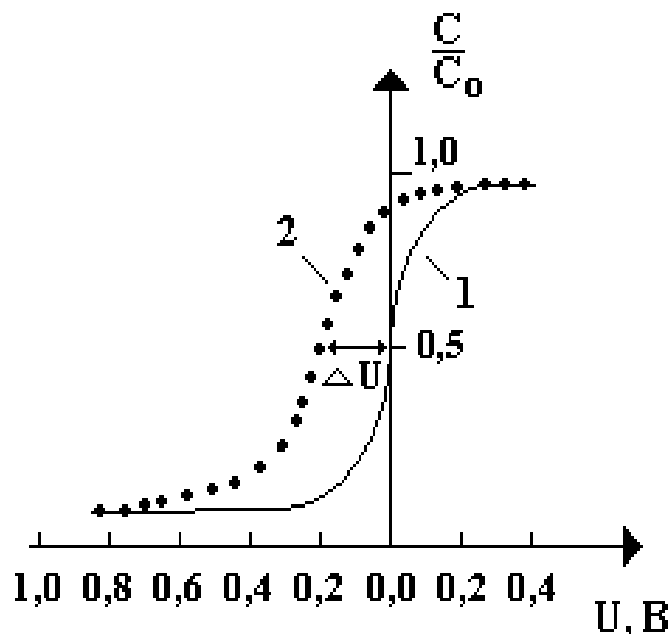
Ҳисоблаб чиқилган (5.13), (5.14) ва (5.17) ифодалардан фойдаланиб, идеал МДЯ структуралар учун сиғим-кучланиш характеристикаларини ҳисоблаш мумкин. Бунда албатта диэлектрик (материал табиати ва унинг қалинлиги) ва яримўтказгич (материал табиати, ундаги асосий заряд ташувчилар концентрацияси) материаллари параметрларини ҳисобга олиш зарур. Сиғим-кучланиш характеристикалари одатда, ўлчамсиз катталиқ Y_s -30 дан +30 чегараларида танлаб олинади. Ҳисобга олиш керак бўлган яримўтказгич ва диэлектрик параметрлари экспериментал (тажриба) сиғим-кучланиш характеристикаларидан аниқланади ва олинади. Диэлектрик материал қатлами (катталиги) (5.16) ифода ва C-V характеристиканинг максимал нуқтадаги сиғими (C_0) миқдоридан фойдаланиб аниқланади. Асосий заряд ташувчилар концентрацияси экспериментал C-V характеристиканинг минимал ($C_{\min}$) ва максимал ($C_{\max}$) сиғимларидан фойдаланиб, қуйидаги ифода орқали аниқланши мумкин:

$$N = 2,59 \cdot 10^4 \frac{T}{S^2} \frac{1}{C_i^2} \quad (5.18)$$

Бунда: S- металл- диэлектрик- яримўтказгич структуранинг металл электроди юзаси, T- структура температураси,

$$C_i = \frac{C_0 C_{\min}}{C_0 - C_{\min}} \quad (5.19)$$

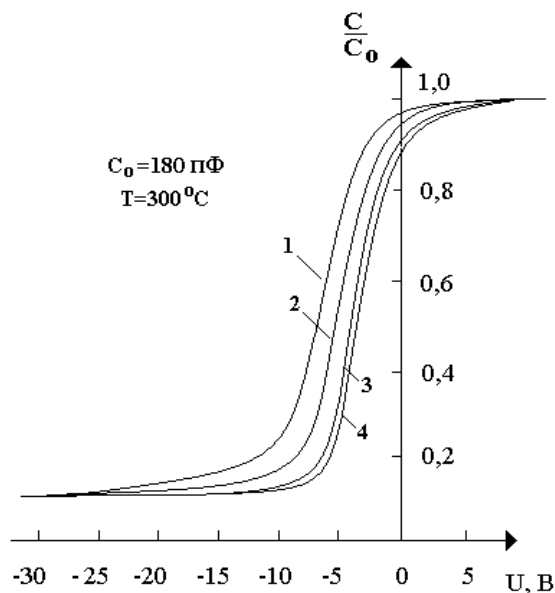
Мисол ва аниқлик учун 5.23-расмда идеал МДЯ структура учун назарий ва экспериментал ҳисобланган C-V характеристикалари келтирилган:



5.23-расм. 1 МГц частота, хона температураси учун ($T=300\text{ K}$) металл - диэлектрик-яримўтказгич ($\text{Al} - \text{SiO}_2 - \text{n-Si}$) структуранинг юкори частотали диэлектрик қатлами сиғимига нормаллаштирилган C - V характеристикалари. Назарий (1) ва экспериментал (2).

5.23 - расмда келтирилган C - V характеристикалардан кўриниб турибдики, экспериментал характеристика назарий ҳисобланган характеристикадан фарқ қилади. Чунки, назарий характеристикаларни ҳисоблашларда, яримўтказгич-диэлектрик чегара соҳасида жойлашган электрон ҳолатлар, яъни, сирт ҳолатлар таъсири ҳисобга олинмаган.

Яримўтказгич-диэлектрик чегар соҳасида жойлашган зарядлар мавжуд бўлса, унда у ҳолда шу зарядларда ҳам кучланишнинг тушиши сиғим-кучланиш характеристикасини кучланишнинг манфий қийматлари томон силжийди. 5.24-расмда металл-шиша-яримўтказгич структуранинг шиша қатлами сиғимига нормаллаштирилган экспериментал сиғим-кучланиш характеристикаси келтирилган:



5.24-расм. Металл-шиша-яримўтказгич структурасининг сиғим-кучланиш характеристикаси.

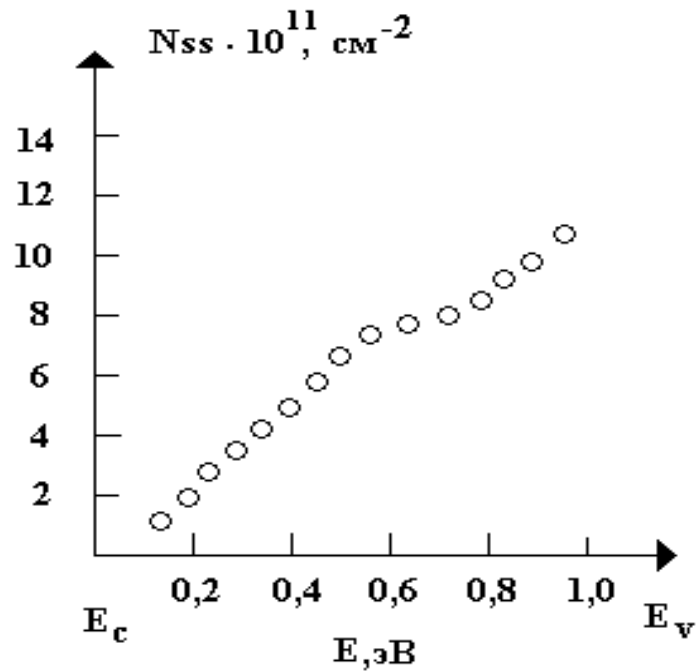
МДЯ структуранинг C-V характеристикаси қоронғуликда 1 МГц частотада ўдчанган 1-эгри чизиқ бойитувчи кучланиш импульси қуйилгунча ва бойитувчи кучланиш импульсидан (50 В, импульс давомийлиги 0,2- 0,4 с мос равишда 2-4 боғланишлар ўлчанган. Кремний (КЭФ-5, <111>) пластинасининг юзасига РЬО -SiO₂ - В₂О₃ - Al₂О₃ - Та₂О₅ (РЬО- 47%, SiO₂-34%, В₂О₃ -15%, Al₂О₃ -3% Та₂О₅-1% кўринишдаги кўрғошин-боросиликат шиша кўринишидаги Т = 680°С да қиздирилиб суртилган. Шиша қатламининг қалинлиги 2000-2500 Å ни ташкил этади. Келтирилган боғланишлардан (C-V) кўриниб турибдики, импульс кучланишли таъсирлар сиғим-кучланиш характеристикаларини мусбат кучланишлар томонига силжишига олиб келмоқда. Назарияларга асосан, МДЯ структуралар C-V характеристикаларининг мусбат кучланишлар томон параллел силжишлари сирт ҳолатларида жойлашган мусбат зарядларнинг камайишини кўрсатади. Сирт ҳолатларидаги Q_{ss}кучланишнинг тушиши қуйидагича ифодаланиши мумкин:

$$\Delta U = \frac{Q_{ss}S}{C_0} \quad (5.20)$$

N_{ss}=Q_{ss}/q, (N_{ss}-сирт ҳолатлар зичлиги) тенгликдан фойдаланиб, сирт ҳолатлари зичлиги ва кучланишнинг тушиш катталикларини боғловчи ифодани оламиз:

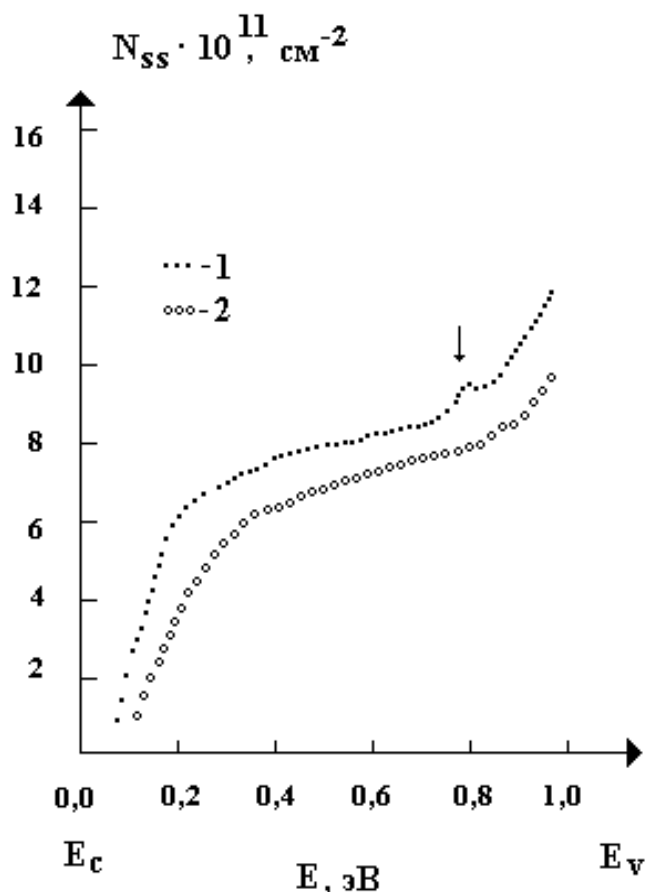
$$N_{ss} = \frac{\Delta U}{qS} C_0 \quad (5.21)$$

5.25-расмда юқорида кўриб чиқилган усул билан, металл-диэлектрик-яримўтказгич таъқиқланган зонаси бўйича сирт ҳолатлар зичлигининг интегралл тақсимооти кўрсатилган:



5.25-расм. Металл-диэлектрик-яримўтказгич структурада яримўтказгичнинг таъқиқланган зонаси бўйича сирт ҳолатлар зичлигининг интегралл тақсимооти.

Уч қатламли структураларни 250 - 400C⁰ температура оралиғидаги термик қайта ишловлар сирт ҳолатлари зичлиги тақсимооти ўзгаришларининг асосий қонуниятларини сиғим методлари билан ўрганиш қулай ва мақсадга мувофиқдир. Мисол сифатида 5.26-расмда металл-кремний кўринишидаги уч қатламли структуралардаги кремний таъқиқланган зонаси бўйича сирт ҳолат зичлигининг интегралл тақсимооти келтирилган.

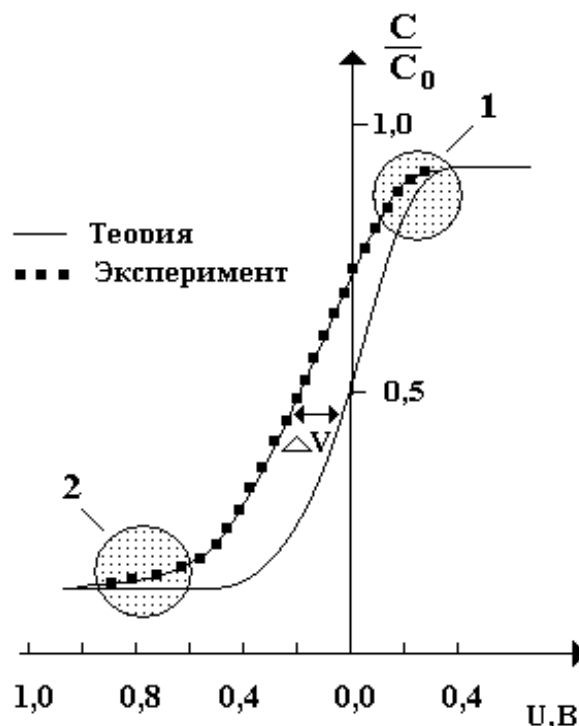


5.26-расм. Al-SiO₂- Si структурадаги Si нинг таъқиқланган зонаси бўйича сирт ҳолатлар зичлигининг интегралл тақсимооти.

1- назорат структура, 2- термик қайта ишлов берилган структура.

Келтирилган боғланишлардан кўриниб турибдики, термик қайта ишловдан сўнг интеграл сирт ҳолатлар зичлиги кремнийнинг таъқиқланган зонаси камаймоқда. Термик қайта ишлов натижасида $E_c - 0,77$ эВ (5.26-расм,2) энергия қийматлари яқинидаги бир жинсли бўлмаган ҳолат ўзгаради ва яхшиланди.

Кўриб чиқилган усул, интегралл сирт ҳолатлари зичликлари тўғрисида етарли даражада тўла маълумот беради, лекин шу билан бирга, яримўтказгич таъқиқланган зонаси бўйича сирт ҳолатлар зичлиги тақсимотини аниқлашда маълум бир хатоликларга ҳам эга. Бу хатолик, назарий ва экспериментал C-V характеристикаларининг бир-бирларига нисбатан силжишлари билан боғланган кучланишларнинг иккита яқин миқдорлари фарқини график (ёки сонли) дифференциаллашда вужудга келади (ҳосил бўлади). Шу билан бирга, бу хатолик, сирт ҳолатлари зичлиги камайганда, ортади. Сезиларли даражадаги бу хатоликнинг ҳосил бўлишини яна бир бошқа сабаби қуйидагича бўлиши мумкин: Кўп қатламли структураларга қўйилган (5.27-расм, 1-соҳа) етарли даражадаги бойитувчи юқори кучланишларда, сирт ҳолатларда жойлашган электронлар термик генерация ҳисобига ўтказувчанлик зонасига ўтиши мумкин. Ушбу ҳолатда, чегара соҳасидаги электронлар концентрацияси етарлича катта бўлганлиги учун, электронларнинг ўтказувчанлик зонасидан сирт ҳолатларига қайтадан ушлаб қолиниш эҳтимоллиги ҳам каттадир.



5.27-расм. МДЯ структураларнинг назарий ва экспериментал сиғим-кучланиш характеристикалари (C - V характеристика диэлектрик қатлам сиғимига нормаллаштирилган).

Сирт ўтказувчанлик инверциясига мос келувчи кучланишларда (5.27-расм, 2-соҳа), сирт ҳолатларининг қайта зарядланишига генерацияланган электронларнинг инверс қатлами зарядлари билан ушлаб (тутиб) қолиниш жараёнлари устма-уст тушади. Бу эса, тадқиқот (ўрганилаётган) энергетик диапазон (соҳа)ни чегаралайди. Шунинг учун, яримўтказгич-диэлектрик чегара соҳасида жойлашган сирт ҳолатлари зичлигини яримўтказгичнинг таъқиқланган зонаси бўйича тақсимотини аниқлаш учун C - V характеристикаси усули $E_C - 0,2$ эВ дан $E_C - 0,7$ эВ энергия интерваллари билан чегараланади. Лекин, график усулда дифференциаллаш жараёнидан фойдаланмасдан, сирт ҳолатлари зичлигини дифференциал энергетик тақсимотини аниқлаш учун, экспериментал C - V характеристикаларни қайта ишлов ва ҳисоблаш усуллари ҳам мавжуд. Ушбу методни кўриб чиқамиз.

Яримўтказгични таъқиқланган зонаси бўйича сирт ҳолатлар зичлигини энергетик тақсимотларини аниқлаш учун зарур бўлган ҳисоблаш боғланишларни (муносабатларни) олиш учун (5.17) ифодадан фойдаланамиз. (5.17) ифодани φ_s параметр бўйича дифференциаллаймиз. Сўнгра, (5.13) ва (5.21) ифодалардан фойдаланиб, мураккаб бўлмаган ўзгартиришлардан кейин қуйидаги ифодани оламиз:

$$\frac{S}{C_0} \frac{dN_{ss}}{d\varphi_s} = \frac{dU}{d\varphi_s} - \frac{\varepsilon_1 kT}{\varepsilon \varepsilon_0 q} C(\varphi_s) - \frac{kT}{q} \quad (5.22)$$

(5.22) ифодадан

$$\frac{dU}{d\varphi_s} = \left(\frac{dC_e}{dU} \right)^{-1} \left(1 - \frac{C_e}{C_0} \right)^2 \frac{dC(y)}{dy} \quad (5.23)$$

Бунда: C_0 – металл-диэлектрик-яримўтказгич структурани юқори частотада экспериментал ўлчанган сифими. Яримўтказгич энергия зона эгилишлар миқдори, Ферми квазисатҳи ва сирт потенциалларини бир-бири билан боғловчи ифодадан фойдаланиб, қуйидаги тенгликни оламиз:

$$\frac{dN_{ss}}{dE} = \frac{C_0}{kT} \frac{1}{S} \left[C_e C_1 \frac{dU}{dC_e} - \left(\frac{AC_e}{C_1} + \frac{kT}{q} \right) + C_e C_1 \frac{dU}{dC_e} \left(1 - \frac{BC_e^2}{C_1^2} \right) \frac{1}{\exp U - 1} \right] \quad (5.24)$$

Бу ифодада:

$$C_1 = 1 - \frac{C_e}{C_0}; \quad A = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon \varepsilon_0} \frac{kT}{q}; \quad B = \frac{kT}{\varepsilon \varepsilon_0 N} (qS)^{-2}; \quad (5.25)$$

N – яримўтказгични легирловчи аралашма концентрацияси, ε_0 -диэлектрик доимийси.(5.24) ифода, яримўтказгич таъқиқланган зонаси (dE) кенглиги бўйича сирт ҳолат зичлиги ўзгаришлари C , dC/dU , U ва T каби экспериментал катталиклар билан ўзаро боғланганлигини кўрсатади.(5.24) ифодадаги U қиймат эса қуйидаги тенгликдан топилади:

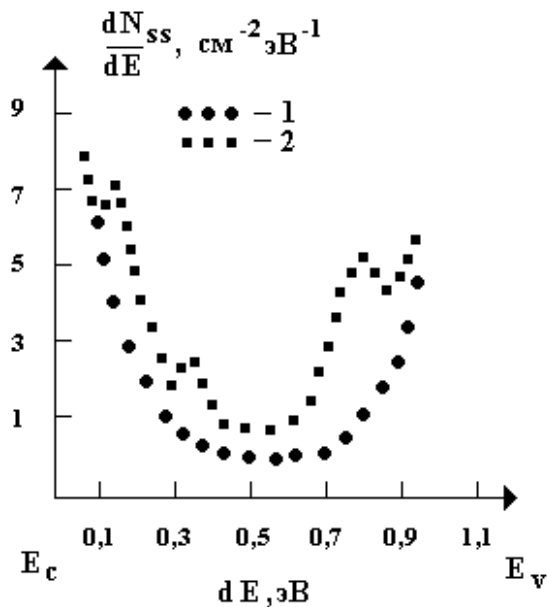
$$\left. \frac{C}{C_0} \right|_{\text{теор}} = \left. \frac{C}{C_0} \right|_{\text{эксп}} \quad (5.26)$$

$$\frac{dN_{ss}}{dE} = \frac{C_0}{kT} \frac{1}{S} \left[C_e C_1 \frac{dU}{dC_e} - \left(\frac{AC_e}{C_1} + \frac{kT}{q} \right) + C_e C_1 \frac{dU}{dC_e} \left(1 - \frac{BC_e^2}{C_1^2} \right) \frac{1}{\exp U - 1} \right] \quad (5.24)$$

Бу ифодадан:

$$C_1 = 1 - \frac{C_e}{C_0}; \quad A = \frac{\varepsilon_1}{\varepsilon \varepsilon_0} \frac{kT}{q}; \quad B = \frac{kT}{\varepsilon \varepsilon_0 N} (qS)^{-2}; \quad (5.25)$$

5.28-расмда, мисол тариқасида, металл-диэлектрик-яримўтказгич структураси учун, яримўтказгичтаъқиқланган зонаси кенглиги бўйича сирт ҳолат зичлигининг дифференциал тақсимоти келтирилган. Бу тақсимотда 1-боғланиш назорат структураларга, яъни, аралашмасиз электр ўтказувчанликга эга кремний асосида тайёрланган, солиштирма қаршилиги 5 Омхсм бўлган МДЯ структурага мос тушади. 2- боғланиш эса, n- Si-<Ni> асосда тайёрланган МДЯ структурага тегишлидир.



5.28-расм. МДЯ структура Si таъқиқланган зонаси кенглиги бўйича сирт ҳолатлар зичлигининг дифференциал тақсимоти. 1-назорат структураси, 2- n- Si-<Ni> асосидаги МДЯ структура.

Келтирилган тақсимотлардан кўриниб турибдики, n-Si-<Ni> асосида тайёрланган МДЯ структуралардаги сирт ҳолат зичлигининг яримўтказгич таъқиқланган зонаси кенглиги бўйича дифференциал тақсимоти мураккаб характерга эга. Шу билан бирга, тақсимот спектрида, металл-диэлектрик-яримўтказгич структуранинг Si таъқиқланган зонаси кенглиги бўйича локал максимумларга эга.

5.2. Металл-диэлектрик-яримўтказгич структураларнинг қуйи частотали сиғим-кучланиш характеристикалари.

Қуйи частотали сиғим-кучланиш методи асосида, етарли даражадаги қуйи частотали тест сигналида, яримўтказгич-диэлектрикнинг ўтиш соҳасидаги ва яримўтказгичнинг чегара соҳасидаги барча электрон ҳолатлар яримўтказгичнинг рухсат этилган энергия зоналари билан электронлар алмашинувига улгуради. Бу ҳолат, доимий силжиш кучланиши берилган ва тест сигнали ҳосил қилган электр майдон кучланганлигининг (жуда секин) секинлик билан ўзгаришида мавжуд бўлади. Яримўтказгич чегара ва ўтиш соҳасида жойлашган зарядлар, яримўтказгичнинг рухсат этилган энергия зоналари билан

электрон алмашинуви натижасида ўтиш соҳаси сифимиға, демак, металл-диэлектрик-яримўтказгич структурасинининг умумий сифимиға қўшимча ҳисса қўшади. Аниқлик учун, электр ўтказувчанликға эға бўлган яримўтказгич чегара соҳасини кўриб чиқамиз. Бу соҳадаги ҳажмий зарядлар зичлиги учун ифода, эркин заряд ташувчилар хиссасини ҳисобға олганда, қуйидаги кўринишға эға:

$$\rho(x) = q(N_d - N_a + p - n) \quad (5.27)$$

Яримўтказгич ҳажмидаги, электрон соҳадаги эркин электронлар ва коваклар концентрацияси қуйидагича ифодаланиши мумкин:

$$n = n_i \exp\left(\frac{q\phi_0}{kT}\right) \quad p = n_i \exp\left(-\frac{q\phi_0}{kT}\right) \quad (5.28)$$

Бу ифодада: n_i - яримўтказгичдаги хусуий заряд ташувчилар концентрацияси; k – Больцман доимийси; T - температура; ϕ_0 - электронлар учун Ферми сатҳи билан яримўтказгич таъқиқланган зона кенглиги оралиғидаги масофа. Етарли даражадаги юқори температураларда, яримўтказгичдаги эркин заряд ташувчилар концентрацияси легирловчи аралашмаларнинг ионлашган концентрациялари билан аниқланади, яъни, $n-p=N_d-N_a$:

$$N_d - N_a = n_i \left[\exp\left(\frac{q\phi_0}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{q\phi_0}{kT}\right) \right] = 2n_i \operatorname{sh}\left(\frac{q\phi_0}{kT}\right) \quad (5.29)$$

Яримўтказгич чегара соҳасидаги ($x=0$ яримўтказгич-диэлектрик чегара соҳасиға мос тушади) эркин электронлар ва коваклар концентрацияларининг фарқларининг (x) координаталар бўйича тақсимоти қуйидаги кўринишға эға:

$$n(x) - p(x) = n_i 2 \operatorname{sh}\left[\frac{q\phi(x)}{kT}\right] \quad (5.30)$$

Энди

$$\psi_0 = \frac{q\phi_0}{kT} ; \quad \psi(x) = \frac{q\phi(x)}{kT} \quad (5.31)$$

Ўлчамсиз катталикларни киритиб ва яримўтказгичдаги ҳажмий зарядлар зичлиги билан координаталар бўйича потенциаллар ўзгаришини боғловчи Пуассон тенгламасидан фойдаланиб қуйидагини оламиз:

$$\frac{d^2\psi(x)}{dx^2} = \frac{1}{L^2} [\text{sh}\psi(x) - \text{sh}\psi_0] \quad (5.32)$$

бунда: $L^2 = \frac{kT\epsilon\Gamma_0}{2q^2n_i}$ - Дебайт (характеристик) узунлиги; ϵ - яримўтказгичнинг нисбий диэлектрик сингдирувчанлиги; ϵ_0 -вакуумнинг диэлектрик сингдирувчанлиги. (5.32) ифодани интеграллаш яримўтказгич чегара соҳасидаги электр майдон кучланганлиги учун (асосий заряд ташувчилар концентрацияси, сирт потенциали ва температура функцияси сифатида) қуйидаги ифодани олиш имконини беради.

$$E_s = -\frac{d\varphi}{dx} = \frac{kT}{q} \frac{\sqrt{2}}{L} F(\psi_s; \psi_0) \quad (5.33)$$

$$\text{бунда:} \quad F^2(\psi_s; \psi_0) = [\text{sh}\psi_0(\psi_0 - \psi_s) - \text{ch}\psi_0 + \text{ch}\psi_s] \quad (5.34)$$

Ушбу олинган ифодадан фойдаланиб, яримўтказгич чегара соҳасидаги зарядлар йиғиндиси учун қуйидагини олиш мумкин:

$$Q_s = 2qLn_i F(\psi_s; \psi_0) \quad (5.35)$$

$$C_s = \frac{q}{kT} \frac{dQ_s}{d\psi_s} \quad (5.36)$$

$$C_s = S^2 q \epsilon \epsilon_0 n_i Q_s^{-1} [\exp \psi_s - \exp(-\psi_s) - 2\text{sh}\psi_0] \quad (5.37)$$

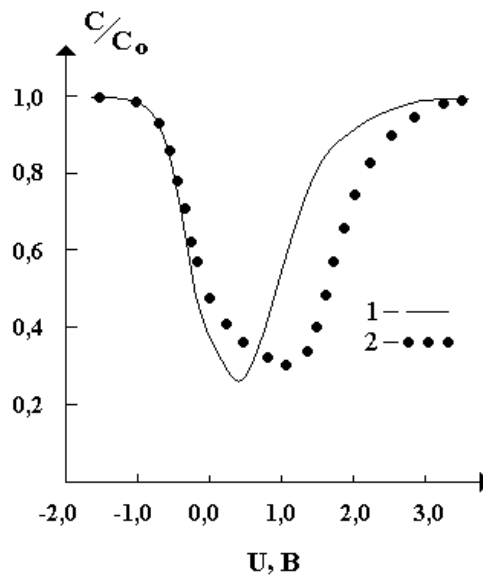
Бу ерда: S- металл-диэлектрик-яримўтказгич структура юзаси.

Реал металл-диэлектрик-яримўтказгич структуралардаги яримўтказгич-диэлектрик чегара соҳаларида жойлашган сирт ҳолат зичлигини N_{ss} аниқлаш учун, сирт потенциали функциялари сифатида яримўтказгич ҳажмий заряд соҳаси ва сирт ҳолатлари сиғимларини N_{ss} боғловчи ифодадан фойдаланилади.

$$N_{ss} = \frac{1}{q^2} \left[\frac{C_s C_0}{C_0 - C_s} - C_s(\psi_s) \right] \quad (5.38)$$

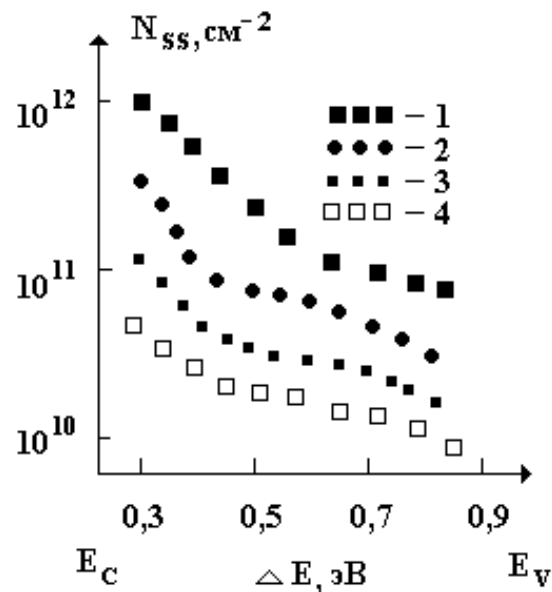
Назарий ҳисобланган ва экспериментал C-V характеристикаларни бир-бирига таққослаш, сирт ҳолатлар зичлиги N_{ss} миқдорини ва уни яримўтказгич

таъқиқланган зонаси кенглиги бўйича тақсимотини топиш имконини беради. 5.29-расмда МДЯ структуранинг назарий (1) ва экспериментал (2) қуйи частотани $T=300\text{K}$, $f=5\text{kГц}$ C - V характеристикалари келтирилган (диэлектрик қатлам сифимига нормаллаштирилган).



5.29-расм. Назарий (1) ва экспериментал (2) қуйи частотали C - V характеристика.

5.30-расмда эса, юқорида кўрсатиб ўтилган усул бўйича сирт ҳолат зичлигини кремнийнинг таъқиқланган зоналар кенглиги бўйича тақсимоти келтирилган. Ўлчаш ишлари учун, турли режимдаги термик қайта ишлашлардан ўтган, солиштирма қаршилиги $10\text{ Ом}\cdot\text{см}$ бўлган, ковак ўтказувчанликга эга кремний асосидаги металл-диэлектрик-яримўтказгич структураларидан фойдаланилган.



5.30-расм. Кремнийнинг таъқиқланган зонаси кенглиги бўйича сирт ҳолатлар зичлигининг тақсимоти.

Ушбу расмда 1-боғланиш назорат структурасига, 2-боғланиш, $T=250\text{ }^{\circ}\text{C}$, $t=30$ минут давомида термик ишлов берилган структурага, 3-боғланиш $T=250\text{ }^{\circ}\text{C}$, $t=60$ минут ва 4-боғланиш эса $T=250\text{ }^{\circ}\text{C}$, $t=120$ минут режимдаги термик ишловларга мос тушади. Металл-диэлектрик-яримўтказгич структуралар сиғимини ўлчашга асосланган қуйи частотали методлар кўринишларидан бири бу “квазистатик методи” дир. Бу методнинг асосий ютуғи ўлчаш жараёнларида яримўтказгичдаги заряд ташувчиларнинг термодинамик мувозанат ҳолатларига қатъий яқинлашишларидадир. Бундай шароитга эришиш қуйи частотали тест сигналининг (йўқлигидадир) қўлланилмаслигидадир. Тест сигнали ўрнига вақт бўйича чизиқли ўзгарувчи силжиш кучланишидан фойдаланилади. Ҳақиқатдан ҳам, силжиш кучланишининг жуда кичик ўзгариш тезликларида (dU/dt), барча ўтиш жарёнлари (чегара соҳасидаги, ҳажмий зарядлар соҳасидаги ва инверс соҳадаги), деярли термодинамик мувозанат ҳолатига ўтишга улгуради. Силжиш токини (I) металл-диэлектрик-яримўтказгич структура сиғими (C) орқали қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$I = \frac{dQ}{dt} = C \frac{dU}{dt} \quad (5.39)$$

$a = \text{const}$ бажарилиши шароитида, чизиқли ўзгарувчи силжиш кучланишидан $U = U_0 \pm \alpha t$ фойдаланиш структура сиғимини ундан ўтаётган ток орқали ифодалаш имконини беради;

$$I = \alpha C$$

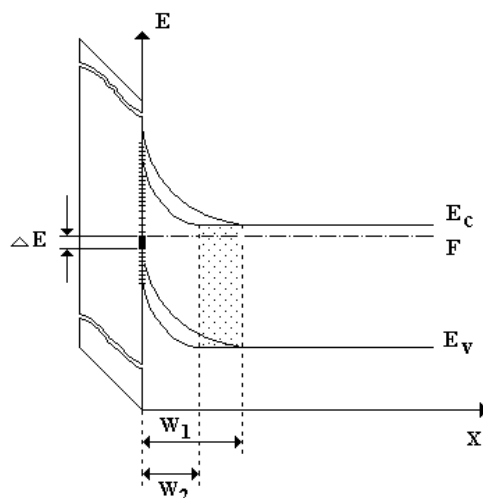
Сирт потенциали қийматини ва сирт ҳолат зичлигини яримўтказгичнинг таъқиқланган зонаси кенлиги бўйича тақсимотини квазистатик C - V характеристикалар бўйича аниқлаш мумкин. Сирт потенциали ва силжиш кучланиши катталиги билан ўзаро боғланишни топиш учун қуйидаги ифодадан фойдаланиш мумкин:

$$\psi_s(U) = \int_{U_1}^{U_2} \left[1 - \frac{C(U)}{C_0} \right] dU + \Delta$$

Ушбу ифодадаги интеграллаш доимийси Δ , назарий ва экспериментал C - V характеристикаларни таққослашдан аниқланади.

5.3. Si-SiO₂ чегарасоҳаси генерация-рекомбинация характеристикаларини изотермик релаксация сиғими методларидан фойдаланиб аниқлаш.

Яримўтказгич-диэлектрик чегара соҳаси генерация-рекомбинация характеристикаларини аниқлаш учун, одатда, МДЯ структурани изотермик релаксация сиғими методидан фойдаланилади. Бу метод яримўтказгичнинг инверс соҳасидаги (қатлами) зарядларни ҳосил бўлиши тезлигини ўлчашга асосланган. Ушбу методни кўриб чиқамиз. МДЯ структурага сирт ўтказувчанлиги инверсиясига мос келувчи кучланиш берилганда, структуранинг сиғими вақт бўйича, ўзининг бошланғич-мувозанатсиз ҳолатидан охирги-мувозанатли ҳолатига релаксацияланади. Бу релаксация жараёни инверс соҳаси (қатлами) зарядининг ҳосил бўлиши, яъни яримўтказгич-диэлектрик чегара соҳасида жойлашган асосий бўлмаган заряд ташувчилар билан боғлиқдир. Структурани “ясси зоналар” ҳолатидан инверс ҳолатига ўтказувчи импульс кучланиш берилгандан сўнг, релаксацияни бошланиш ҳолатидан кейинги t вақт моментидаги энергетик диаграммаси 5.31-расмда кўрсатилган.

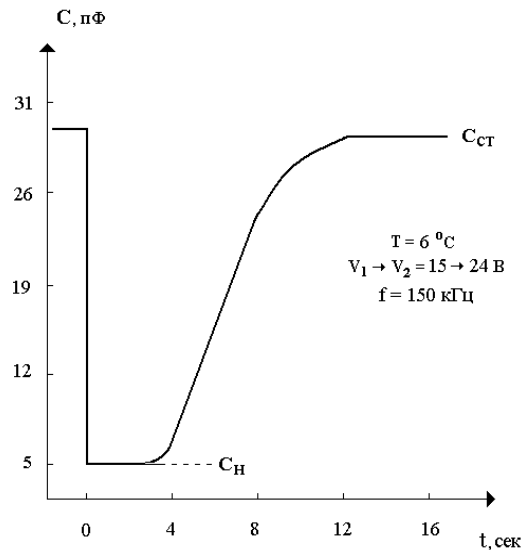


5.31-расм. МДЯ структуранинг энергетик зоналар диаграммаси.

Расмда ΔE - энергетик интервалда, импульс кучланиш берилгандаги сирт ҳолатининг қайта зарядланиши кузатилади. Мувозанатда бўлмаган камбағаллашган соҳа кенглигининг $W_2 - W_1$ ўзгариши ва сиғим релаксациясининг вақтга боғланиши $C(t)$, ҳажмий зарядлар соҳасидаги ва яримўтказгич-диэлектрик чегара соҳасидаги электрон-ковак жуфтликларининг генерациясига, ҳамда ток ташувчиларнинг яримўтказгич ҳажмидаги диффузияга асослангандир. Генерация натижасида ҳосил бўлган асосий бўлмаган ток ташувчилар (коваклар) сирт юзасига (тўпланади) оқиб келади ва ташқи майдонни экранловчи инверс соҳани (қатламини) ҳосил қилади. Асосий заряд ташувчилар электронлар эса, фазовий зарядлар соҳаси чегараси томон (оқади) ҳарактланади ва камбағаллашган соҳа зарядларини нейтрал ҳолатига ўтказди.

$$Q_{\text{камб}} = qN_d W(t).$$

Бу жараёнлар фазовий заряд соҳаси кенглигини W камайтиради ва натижада металл-диэлектрик-яримўтказгич структура сиғимини ортиради. 5.32-расмда кучланишнинг $V_1 \rightarrow V_2$ ўзгаришидан сўнг металл-диэлектрик-яримўтказгич структура сиғими ўзгариши кўрсатилган.



5.32-расм. МДЯ структуранинг сиғим релаксацияси.

Кўриб чиқиладиган структура учун, электр катталикларининг умумий шароитлари қуйидагича бўлади:

$$Q_g = -(Q_s + Q_{ss} + Q_f) = C_d U \quad (5.42)$$

Бу ерда: Q_s – фаовий зарядлар соҳасидаги заряд:

Q_{ss} - сирт ҳолат заряди;

Q_f - диэлектрикдаги фиксирланган заряд:

C_d - диэлектрик сиғими;

U – МДЯ структурага қўйилган кучланиш.

(5.42) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$-Q_g = [\Delta Q_{ss}(t) + Q_p(t)] + qN_d W(t) + [Q_f + Q_{пл}] = -C_d U \quad (5.43)$$

Бу ерда: $Q_{пл}$ -сиртдаги тузоқлар ушлаб қолган зарядлар.

(5.43) ифодадаги охириги ҳад $[Q_f + Q_{пл}]$ вақтга боғлиқ эмас. Биринчи ҳад эса $[\Delta Q_{ss}(t) + Q_p(t)]$, яимўтказгич-диэлектрик чегара соҳаси яқинидаги юпқа соҳада жойлашган сирт ҳолати ва инверс қатламидаги (соҳада) йиғинди зарядлар. Бу зарядлар, генерацияланган заряд ташувчилар жамланиши мобайнида ўзгариб

боради. Ушбу жараёни ҳисобга олган ҳолда, структурага қўйилган кучланишни ифодаловчи тенгликга эга бўламиз:

$$V_g = U + V_{об} = -\frac{1}{C_d} \left[qN_d W + \frac{qN_d W^2 C_d}{2\epsilon_0 \epsilon_s} + (\Delta Q_{ss} + Q_p) \right] \quad (5.44)$$

Бунда: $V_{камб}$ -камбағаллашган соҳадаги кучланишнинг тушиши:

ϵ_0 —вакуумнинг диэлектрик сингдирувчанлиги;

ϵ_s —сирт диэлектриксингдирувчанлик

Яссиконденсаторнинг сиғими ифодасидан фойдаланиб $C_d = \frac{\epsilon_0 \epsilon_d}{d_{ox}}$ (d_{ox} —диэлектрик қатлам қалинлиги) ва умумий йиғинди заряд $\Delta Q_{ss}(t) + Q_p(t)$ ни $Q(t)$ деб белгилаб, охирги тенгликдан қуйидаги ифодани оламиз:

$$Q(t) = -C_d V_g - \frac{qN_d}{C_d} \left(C_d W + \frac{\epsilon_d C_d W^2}{2\epsilon_s d_{ox}} \right) \quad (5.45)$$

Мувозанатда бўлмаган камбағаллашган соҳада металл-диэлектрик-яримўтказгич структуранинг юқори частотали сиғими $C(t)$, яримўтказгич камбағаллашган соҳаси кенглиги $W(t)$ билан қуйидагича ифодаланганлигини ҳисобга олсак:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_d} + \frac{1}{C_{об}} = \frac{1}{C_d} + \frac{W}{\epsilon_0 \epsilon_s} \quad (5.46)$$

(бунда: C — структура сиғими.; C_d – камбағаллашган соҳа сиғими) у ҳолда

(5.45) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$Q(t) = -C_d V_g - \frac{qN_d \epsilon_0 \epsilon_s}{2C_d} \left[\left(\frac{C_d}{C(t)} \right)^2 - 1 \right] \quad (5.47)$$

(5.47) ифодани дифференциалланса, заряд ўзгаришининг тезлиги $Q(t)$, заряд генерациясининг йиғинди тезлиги $G(t)$ эканлиги кўринади, яъни,

$$G(t) = \frac{dQ(t)}{dt} = -\frac{qN_d \epsilon_0 \epsilon_s}{2C_d} \frac{d}{dt} \left(\frac{C_d}{C(t)} \right)^2 = \frac{qN_d \epsilon_0 \epsilon_s C_d}{(C(t))^3} \frac{dC}{dt} \quad (5.48)$$

Яримўтказгич фазовий зарядлар соҳасидаги инверсия қатламидаги ва сирт ҳолатларидаги зарядлар генерациясининг йиғинди тезлигини (5.48) ифодадан фойдаланиб экспериментал ҳолда иккита усул билан аниқлаш мумкин. Масалан, $G(t)$ ни ҳисоблаш учун, ихтиёрий вақт моментида структуранинг

юқори частотали сиғимини $C(t)$ ўлчаш керак ва сиғим релаксацияси эгрилигининг ушбу нуқтасида dC/dt ни аниқлаш керак (масалан: график дифференцияллаш усули билан). Иккинчи усул эса қуйидагича: $C(t)$ релаксация эгрилигини $(Cd/C(t))^2$ координаталарда чизиш ва олинган боғланишни график усулда дифференцияллашдир.

МДЯ структуралардаги иссиқлик генерация жараёнлари заряд ташувчилар оқими учун умумий ифодани беради:

$$G(t) = q(G_s + G_o + G_{sk} + I_{pd}) \quad (5.49)$$

Бу жарёнлар ҳажмий параметрлар (G_o), сирт (G_s) генерация марказлари параметрлари, фазовий заряд чегара соҳалари характеристикалари (G_{sk}) ва диффузия жараёнларини (I_{pd}) ўз ичига олади. Агар, экспериментал ҳолда аниқланган генерация тезлигини, фазовий зарядлар чегара соҳасидаги асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг тўла оқимига тенглаштирсак, (5.49) ёки (5.48) ифодадан фойдаланиб қуйидагини ёзиш мумкин бўлади:

$$\frac{qN_d \epsilon_0 \epsilon_s C_d}{(C(t))^3} \frac{dC}{dt} = q \left\{ n_i S_g + \left(1 - \frac{np}{n_i^2}\right) \left[\frac{n_i W}{\tau_{go}} + \frac{n_i W_k}{\tau_{gk}} \right] + I_{pd} \right\} \quad (5.50)$$

Сўнгра, экспериментал ва назарий боғланишларни таққослаш анализларидан генерациянинг асосий механизмини аниқлаш, шу билан бирга юқорида кўрсатилган генерация-рекомбинация параметрларини баҳолаш мумкин.

Генерация жараёнида сирт ва ҳажмий ташкил этувчиларини кўриб чиқамиз. Масалан, диффузия жараёни I_{pd} ташкил этувчилари, хона температурасида, кремний асосидаги структуралар учун одатда жуда кичик, сезиларсиз даражада. Агар, фазовий зарядлар соҳаси чегарасидаги контакт олди соҳалар таъсирини ҳисобга олмасак, у ҳолда, G_{sk} соҳа оқимини ташкил этувчиларини ҳам эътиборга олмаса бўлади.

Унда масала соддалашади. Масала сирт сатҳлари орқали, яъни фазовий заряд соҳасидаги ҳажмий марказлар $G_s(t)$ орқали ўтувчи генерация тезликларига ажралади. Фазовий заряд соҳасидаги ҳажмий инерция жадаллигини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$G_o = \frac{n_i \Delta W(t)}{\tau_{go}} = \frac{n_i [W(t) - W_\infty]}{\tau_{go}} = \frac{n_i \epsilon_0 \epsilon_s}{\tau_{go} C_d} \left[\frac{C_{ct}}{C(t)} - 1 \right] \quad (5.51)$$

бу ифодада, мувозанат ҳолатдаги, ўзгармас сиғим C_{ct} ва релаксацияли сиғим $C(t)$ мувозанатдаги фазовий зарядлар соҳаси кенглиги W_{∞} ва релаксация ҳолатдаги кенглиги $W(t)$ қуйидаги ифода орқали боғланган:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C_d} + \frac{1}{C_D} = \frac{1}{C_d} + \frac{W}{\epsilon_0 \epsilon_s} \quad (5.52)$$

Шундай қилиб, ушбу ҳолда йиғинди рекомбинация жадаллигининг натижавий кўриниши қуйидагича:

$$G(t) = q(G_s + G_o) = -\frac{qN_d \epsilon_0 \epsilon_s}{2C_d} \frac{d}{dt} \left[\frac{C_d}{C(t)} \right]^2 = qn_i S_g + \frac{qn_i \epsilon_0 \epsilon_s}{\tau_{go} C_{\infty}} \left[\frac{C_{\infty}}{C(t)} - 1 \right] \quad (5.53)$$

Ёки, қулай кўринишда:

$$-\frac{d}{dt} \left[\frac{C_d}{C(t)} \right]^2 = \frac{2C_d n_i S_g}{\epsilon_0 \epsilon_s N_d} + \frac{2C_d n_i}{C_{ct} N_d \tau_{go}} \left[\frac{C_{ct}}{C(t)} - 1 \right] \quad (5.54)$$

(5.54) ифодани дифференцияллаб, қуйидагини ёзамиз:

$$\frac{1}{C^3} \frac{dC}{dt} = \frac{n_i S_g}{q \epsilon_0 \epsilon_s N_d C_d} + \frac{n_i}{C_d N_d \tau_{go}} \left(\frac{C_{ct}}{C(t)} - 1 \right) \frac{1}{C_{ct}} \quad (5.55)$$

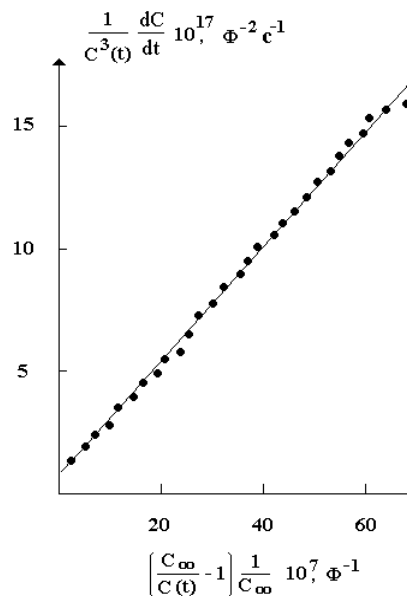
Олинган ифода, силжиш кучланиши $V_1 \rightarrow V_2$ ўзгаргандан сўнг, МДЯ структуралардаги инверс қатламини ҳосил бўлишининг релаксация жараёнини ифодалайди. Ушбу тенглама координаталарда тўғри чизик кўринишида бўлади:

$$x = \left(\frac{C_{ct}}{C(t)} - 1 \right) \frac{1}{C_{ct}}, \quad y = \frac{1}{C^3} \frac{dC}{dt} \quad (5.56)$$

Яъни, $y = ax + b$ кўринишдаги тенглама.

Сирт генерацияси тезлиги S_g ва асосий бўлмаган заряд ташувчилар яшаш вақти τ_g параметрларини аваббоғланишларнинг тангенс бурчагидан аниқланади. b коэффициент боғланишларнинг $\frac{1}{C^3} \frac{dC}{dt}$ ўқи бўйича силжишини

билдиради. *аваб*коэффициентларэса кичик квадратлар усулидан фойдаланиб топилади. Боғланиш эгрилигининг тангенс бурчаги яримўтказгичдаги асосий ток ташувчиларнинг яшаш вақтига тўғри пропорционал. «х»=0 бўлганда, боғланиш «у» ўқидан ўтганда ҳосил бўлган кесма заряд ташувчиларнинг сирт генерацияси тезлигини аниқлаш имконини беради (5.33-расм).



5.33-расм. (5.55) ифодадан фойдаланиб МДЯ структура учун аниқланган экспериментал $C(t)$ боғланиш.

Бундан:

$$S_g = \frac{C_d N_d \epsilon_s \epsilon_0 b}{n_i} \quad (5.57)$$

$$\tau_g = \frac{n_i}{C_d N_d a} \quad (5.58)$$

Ифодаларда: C_d –бойитувчи кучланишларга мос келувчи оксид қатлами сиғими, N_d –донорли аралашма концентрацияси, ϵ_s –кремнийнинг диэлектрик сингдирувчанлиги, ϵ_0 – диэлектрик доимийлик, n_i –берилган температурада кремнийдаги заряд ташувчиларнинг хусусий концентрацияси, a –олинган боғланишларнинг эгрилик бурчаги, b - боғланишларнинг $\frac{1}{C^3} \frac{dC}{dt}$ ўқ билан кесишган нуқтаси.

Шундай қилиб, ушбу метод, яримўтказгич-диэлектрик чегара соҳасини генерация-рекомбинация характеристикаларини аниқлаш имконини беради. Турли шароитларда (ҳархил температуралар, кучланиш ўзгаришлари) ўлчанган мувозанатда бўлмаган сиғим релаксациясидан фойдаланиб, яримўтказгични фазовий зарядлар соҳасида жойлашган генерация марказларини ҳам параметрларини аниқлаш мумкин. Турли температура интервалларида МДЯ структураларни сиғим релаксацияси боғланишларини (кучланишни V_1 - V_2

ўзгартириб) ўлчаб, тангенс бурчакни температурага боғлиқ характеристикасидан энергетик параметрларни ва яримўтказгичда жойлашган ҳажмий генерация марказлари характеристикаларини аниқлаш мумкин. Ёки бошқача айтганда заряд ташувчилар яшаш вақтини температурага боғланиш

ифодасидан: $\tau_g = \tau_0 \exp\left(\frac{E_g}{kT}\right)$ заряд ташувчилар инерцияси жараёни ўтаётган

энергетик сатҳни энергия бўйича жойлашиш чуқурлигини E_g топиш мумкин. Кучланишни импульс шаклидаги ўзгаришидан сўнг, сиғим релаксациясини назарий боғланишини ҳисоблаш ва чегара соҳасидаги генерация-рекомбинация параметрларини аниқлаш учун металл-диэлектрик-яримўтказгич структуралар электронейтраллик шартларини ёзамиз:

$$kqNx + Q_p + Q_{ss} = Q_{cs} \quad (5.61)$$

Бу ифодада: k – омик контакт юзаси, q – электрон заряди, $N = N_m$ – легирловчи аралашмаларнинг саёз сатҳларидаги концентрацияси, x – фазовий зарядлар соҳаси кенглиги, Q_p – инверс қатламдаги заряд, Q_{ss} – сирт ҳолатларидаги заряд, Q_{cs} – МДЯ структура затворидаги заряд. (5.61) тенгламани ўнг ва чап томонларини вақт бўйича дифференциаллаб, зарядларнинг вақт бўйича ўзгаришларини ифодаловчи тенгламани оламиз:

$$kqN \frac{dx}{dt} + \frac{dQ_p}{dt} + \frac{dQ_{ss}}{dt} = \frac{dQ_{cs}}{dt} \quad (5.62)$$

Релаксация жараёнида металл электродда заряд ўзгармаганлиги учун ($dQ_{cs}/dt = 0$), (5.62) ифода қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$kqN \frac{dx}{dt} + \frac{dQ_p}{dt} + \frac{dQ_{ss}}{dt} = 0 \quad (5.63) \text{ Инверс қатламдаги заряд}$$

ўзгаришини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин: $dQ_p/dt = Aqkx$, бунда: A – яримўтказгич ҳажмидаги заряд ташувчилар генерацияси тезлиги. Сирт ҳолатларидаги зарядлар ўзгариши эса, $dQ_{ss}/dt = Sqk$ бўлади: S – сиртдаги заряд ташувчилар генерация тезлиги. Инверсия қатламидаги заряд ҳосил бўлиши тезлигининг вақтга боғланиш ифодасини қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$P + \exp(-\eta Nt)$$

Бунда: P – ташкил этувчилар доимийси, η – пропорционаллик коэффициент. (5.63) тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$-\frac{dx}{dt} = \frac{A}{N}x + \frac{S}{N} + P\eta + \exp(-\eta Nt) \quad (5.64)$$

Ушбу (5.64) тегламанинг ечими куйидаги кўринишга эга:

$$x(t) = C \exp\left(-\frac{A}{N}t\right) - \frac{\eta NP}{A} - \frac{S}{A} + \frac{N}{\eta N^2 - A} \exp(-\eta Nt) \quad (5.65)$$

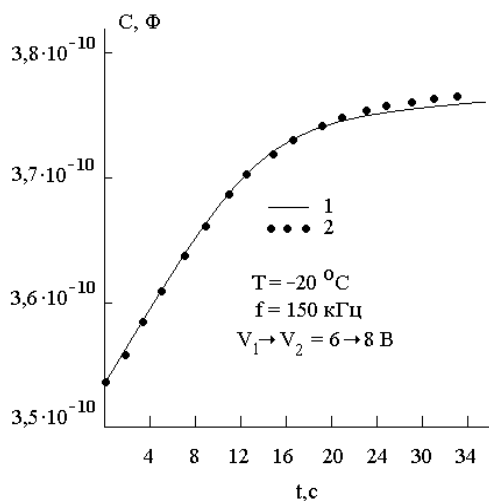
Бу ифодада: C - интеграллаш доимийси ва уни бошланғич шартдан $x(t)_{t=0} = x_0$ топиш мумкин.

$$x(t) = \left(x_0 + \frac{S}{A} + \frac{\eta PN}{A} - \frac{N}{\eta N^2 - A}\right) \exp\left(-\frac{A}{N}t\right) - \frac{S}{A} - \frac{\eta NP}{A} + \left(\frac{N}{\eta N^2 - A}\right) \exp(-\eta Nt) \quad (5.66)$$

Олинган фазовий зарядлар соҳаси кенглигини вақт бўйича ҳисобий боғланиш ифодасини, экспериментал боғланишлар (характеристикалар) билан таққослаган ҳолда, улардан заряд ташувчиларнинг сирт ва ҳажмий генерация тезликлари миқдорларини аниқлашда фойдаланиш мумкин.

5.34-расмда $Al - n - Si < Ni > - SiO_2 - Al$ кўринишдаги назорат намуналари учун $-20^\circ C$ ва 150 кГц частотада ўлчанган сиғим релаксациясининг $C(t)$ экспериментал (1) ва назарий ҳисобланган (2) характеристикалари келтирилган. Олинган натижалар кучланиш $V_1 \rightarrow V_2$ ($V_1=6$ В, $V_2=8$ В) ўтказилган режимда ўлчанган. Ҳажмий (A) ва сирт (S) генерациялари тезликлари миқдорлари (5.66) ифодадан фойдаланиб аниқланган. Текширилган структуралар учун бу катталиклар (миқдорлар) куйидагича:

$$A = 6 \cdot 10^{14} \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-3}, S = 1,5 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1} \cdot \text{см}^{-2}.$$



5.34-расм. Сиғим релаксациясининг $C(t)$ экспериментал (1) ва назарий (2) боғланишлари.

Металл-диэлектрик-яримўтказгич структуралари сифимини ўлчашга асосланган яна бир методда, ўлчаш натижаларини қайта ишлашда ўлчамсиз катталиклар ишлатилади. Металл-диэлектрик-яримўтказгич структураларга, инверсия қатламини ҳосил қилувчи кучланиш қўйилганда яримўтказгичдаги заряд қуйидагича ифода билан ёзилади:

$$Q_{\Pi} = Q_i + q N_M W \quad (5.67)$$

Бу ерда: Q_{Π} —яримўтказгичдаги заряд, Q_i – инверс қатламидаги заряд, q – электрон заряди, N_M – яримўтказгичдаги саёз сатҳ ҳосил қилувчи, легирловчи аралашма концентрацияси (электрон ўтказувчанликга эга яримўтказгични кўриб чиқилмоқда), W –яримўтказгичдаги ҳажмий зарядлар соҳаси кенглиги. Яримўтказгичдаги зарядларнинг вақт бўйича ўзгаришини (структурага қўйилган кучланиш ортирилгандан кейин) қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$\frac{dQ_{\Pi}}{dt} = \frac{dQ_i}{dt} + q N_M \frac{dW}{dt} \quad (5.68)$$

Яримўтказгич билан чегара соҳадаги диэлектрикдаги электр майдон кучланганлигини, Гаусс теоремасига асосан қуйидагича ёзиш мумкин:

$$E = \frac{q N_M W}{\epsilon_1} + \frac{Q_{ss}}{\epsilon_1} + \frac{Q_i}{\epsilon_2} \quad (5.69)$$

Бунда: ϵ_1 , ϵ_2 яримўтказгич ва диэлектрикнинг диэлектрик сингдирувчанлиги, мос ҳолда, Q_{ss} —сирт ҳолатларидаги заряд.

МДЯ структурадаги тўла кучланиш U тушишини ҳисобга олиб қуйидагига эга бўламиз:

$$U = \varphi_s + E\delta \quad (5.70)$$

$$\varphi_s = \frac{q N_M W^2}{2\epsilon}, \quad \delta - \text{диэлектрик қалинлиги:}$$

$$U = \frac{q N_M W^2}{2\epsilon_2} + \frac{q N_M W}{\epsilon_1} \delta + \frac{Q_i}{\epsilon_2} \delta + \frac{Q_{ss}}{\epsilon_2} \delta \quad (5.71)$$

Инверсия қатламидаги заряднинг ортиши жараёнида, структурага қўйилган кучланишнинг $\frac{dU}{dt} = 0$ ўзгармаслигини ҳисобга олсак, (5.71) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$\frac{qN_M}{\varepsilon_2} W \frac{dW}{dt} + \frac{qN_M \delta}{\varepsilon_1} \frac{dW}{dt} + \frac{\delta}{\varepsilon_2} \frac{dQ_i}{dt} = 0 \quad (5.72)$$

Инверсия қатламидаги зарядлар ўзгаришини иккита ҳад кўринишига келтириб:

$$\frac{dQ_i}{dt} = J_S + qN_\Gamma \frac{e_N e_P}{e_N + e_P} W \quad (5.73)$$

$$W \frac{dW}{dt} + \frac{dW}{dt} \frac{\delta}{\varepsilon_2} + \frac{\delta J_S}{q\varepsilon_2 N_M} + \frac{\delta}{\varepsilon_2} \frac{N_\Gamma}{N_b} \frac{e_N e_P}{e_N + e_P} W = 0 \quad (5.74)$$

Ва қуйидаги белгилашларни киритиб:

$$\omega = \frac{W}{W_H} ; \quad \theta = \frac{t}{\tau_W} ; \quad dt = \tau_W d\theta ; \quad \tau_W = \frac{N_M}{N_\Gamma} \frac{e_N + e_P}{e_N e_P} ; \quad \frac{\delta}{\varepsilon_2} = \xi^{-1} \quad (5.75)$$

(5.74) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\omega \frac{d\omega}{d\theta} + \xi^{-1} \frac{d\omega}{d\theta} + \xi^{-1} \omega + \xi^{-1} \frac{J_S \tau_W}{qN_M W} = 0 \quad (5.76)$$

$\alpha = \frac{J_S \tau_W}{qN_M W}$ билан белгилаб ва ифодани ҳар икки томонини ξ га кўпайтириб,

қуйидаги ифодани оламиз:

$$\xi \omega \frac{d\omega}{d\theta} + \frac{d\omega}{d\theta} + \omega + \alpha = 0 \quad (5.77)$$

Бундан қуйидагини аниқлаймиз:

$$\frac{d\omega}{d\theta} (1 + \xi \omega) + \omega + \alpha = 0 \quad (5.78)$$

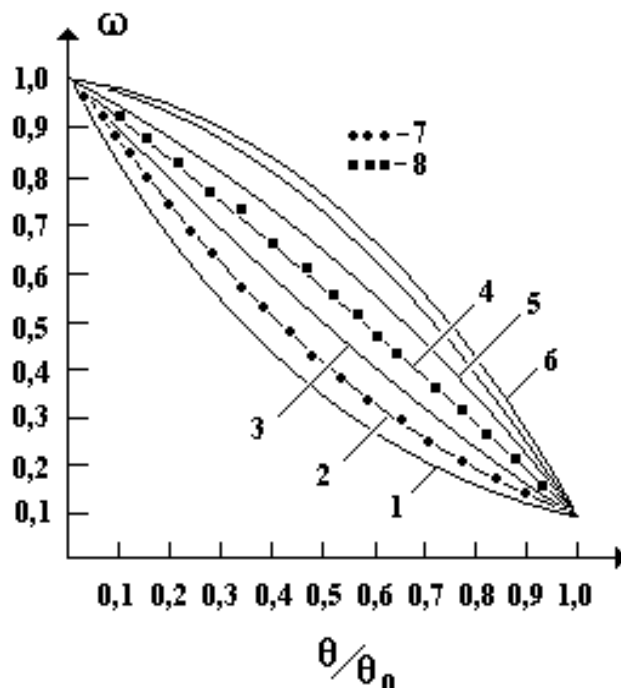
Ёки қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{d\theta}{d\omega} = -\xi + \frac{\xi \alpha - 1}{\omega + \alpha} \quad (5.79)$$

Охирги ифодани интеграллаб ва $\theta = 0$ да $\omega = 1$ шартни бажариб, θ учун қуйидаги ифодани оламир:

$$\theta = \xi(1 - \omega) + (1 - \alpha\xi) \ln \frac{1 + \alpha}{\omega + \alpha} \quad (5.80)$$

5.35-расмда иккита структура учун, (ўлчамсиз координаталарда олинган) сиғим релаксациялари боғланишлари келтирилган:



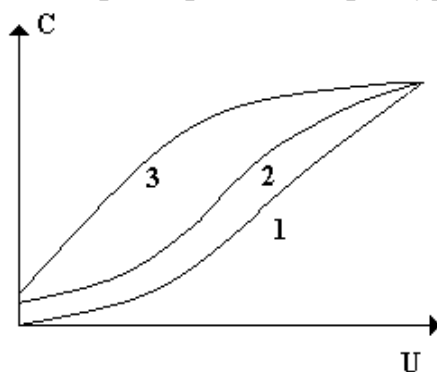
5.35-расм. Кучланиш $V_1 \rightarrow V_2$ ($6 \rightarrow 14$ В) ҳолатга ўзгартирилгандан кейинги структуранинг сиғим релаксация боғланишлари.

Текширилаётган ҳар икки структурани тайёрлашда, кремний пластинаси (материалларини) устига ётқизилган диэлектрик сифатида $PbO - SiO_2 - B_2O_3 - Al_2O_3 - Ta_2O_5$ (PbO - 52%, SiO_2 -29%, B_2O_3 -12%, Al_2O_3 -6% Ta_2O_5 -1%) кўринишдаги шишадан фойдаланилган. Структураларнинг бир қисми 8 кБар катталиқдаги ҳар томонлама ташқи босим таъсирида бўлган. Кўрсатилган боғланишлардан кўриниб турибдики, релаксациянинг экспериментал боғланишлари (7 ва 8 боғланишлар, $V_1 \rightarrow V_2$ да ($V_1 = 6$ В, $V_2 = 14$ В) ўлчанган) назорат ва ташқи босим таъсирига учраган структуралар учун $\alpha = 0,2$ (2-боғланиш учун) ва $\alpha = 0,6$ (4-боғланиш учун) шартларда (5.72) ифодадан фойдаланиб назарий ҳисобланган (2 ва 4 боғланишлар) билан мос тушмоқда.

Яримўтказгич-диэлектрик чегара соҳасини электр хусусиятларини ўрганиш (текшириш) учун қўлланиладиган импульс методларни яна бир кўриниши, металл-диэлектрик-яримўтказгич структурага қўйилган кучланиш ўзгаришларини турли тезликларида ўлчанган сиғим-кучланиш

характеристикаларига асосланган. Ушбу методасосида, структурага қўйилган кучланиш ўзгаришининг катта (юқори) тезликларида фақат асосий ток ташувчилар қўйилган кучланиш ўзгаришига (улгуради) етиб юради деган фараз ётади. Шу билан бирга, қўйилган кучланишнинг етарли даражадаги кичик ўзгариш тезликларида, сирт ҳолатлари қайта зарядланишга улгуради ва рухсат этилган зоналар билан ўзаро электронлар алмашади.

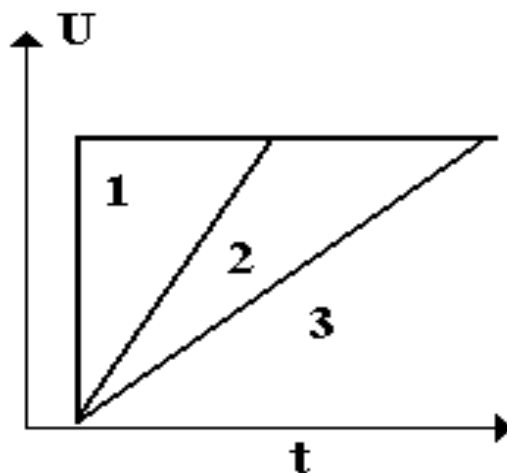
Ўлчанаётган сиғим микдорига асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг таъсирини йўқотиш мақсадида ўзгарувчан сигнал частотасини етарли даражада юқори катталиқда олинади. Ҳақиқатдан ҳам, қисқа (кичик) фронтли имульс кучланиш текширилаётган структурага қўйилганда, имульснинг кўтарилиши ва пасайишида сирт ҳолатлари қайта зарядланишга улгурмайди. Бу сиғим кучланиш характеристикасининг гистерезис ҳолати бўйича сирт ҳолатлари зичлигини аниқлаш имконини беради. 5.36-расмда, структурага қўйилган турли кучланиш ўзгаришлари тезликларида олинган металл-диэлектрик-яримўтказгич структуранинг имульсли C-V характеристикалари кўрсатилган.



5.36-расм. Металл-диэлектрик-яримўтказгич структуранинг имульсли C-V характеристикалари.

Кейинги 5.37-расмда эса структурага қўйилган имульс кучланишнинг эпюри кўрсатилган.

Структурага қўйилган кучланишнинг ўзгариш тезлиги (5.37-расмда $C(t)$ боғланиши кўрсатилган (1)) шунчалик юқорики (1)-боғланиш), бунда сирт ҳолатларидаги зарядлар ҳам, асосий бўлмаган заряд ташувчилар ҳам кучланишнинг ўзгариши вақтида ўзгаришга улгурмайди. Структурага (2)-боғланиш қўйилган кучланиш ўзгариши тезлиги сезиларли кичик, шунинг учун, сирт ҳолатлари қайта зарядланишга улгуради, лекин, асосий бўлмаган заряд ташувчилар улгурмайди.



5.37-расм. Структурага қўйилган кучланишнинг эпюри.

Таклиф этилаётган ушбу метод, структура сиғимининг маълум бир аниқланган миқдорида, кучланиш ўқи бўйлаб иккита импульс характеристикалари силжишлари катталиклари бўйича сирт ҳолатларида жойлашган (Q_{ss}) заряд миқдорини аниқлаш имконини беради.

Сирт ҳолатларида жойлашган зарядлар катталигини қуйидаги ифода ёрдамида топиш мумкин:

$$Q_{ss}(C) = C_0(U_1 - U_2) \quad (5.81)$$

Бу ифодада C_0 металл-диэлектрик-яримўтказгич структура диэлектрик қатлами сиғими, U_1, U_2 – C катталикдаги сиғимга мос келувчи кучланиш миқдорлари. Сирт ҳолатлар зичлигининг яримўтказгич таъқиқланган зона кенглиги бўйича тақсимооти қуйидаги тенглик орқали ифодаланиши мумкин:

$$N_{ss}(\varphi_s) = \frac{1}{q^2} \frac{dQ_{ss}}{d\varphi_s} \quad (5.82)$$

бунда: φ_s - сирт потенциали, q – электрон заряди. (5.81) ва (5.82) ифодалардан фойдаланиб, қуйидагини оламиз:

$$N_{ss}(C) = \frac{C_0}{q^2} \frac{d(U_2 - U_1)}{d\varphi_s} \quad (5.83)$$

Сўнгра, (5.83) ифодани қуйидаги кўринишда ёзиб:

$$N_{ss}(C) = \frac{C_0}{q^2} \left[\left(\frac{dC}{dU_1} \right)^{-1} - \left(\frac{dC}{dU_2} \right)^{-1} \right] \left(\frac{dC}{d\varphi_s} \right) \quad (5.84)$$

Бунда: $\frac{dC}{dU_1}$ ва $\frac{dC}{dU_2}$ -берилган сиғим қийматида 1 ва 2 импульс характеристикалар эгрилиги.

Яримўтказгичнинг таъқиқланган зона кенлиги бўйича сирт ҳолатларининг спектр тақсимотини аниқловчи ифодага эга бўламиз. dC/dU_1 ва dC/dU_2 импульс характеристикаларининг эгрилиги, импульс C-V характеристикалари кузатилаётганда осциллограф экранда ўлчаниши мумкин. Силжиш кучланишлари ўзгаришининг катта тезликларида, сирт ҳолатларидаги зарядлар кучланишнинг ўзгаришида ўзгаришга улгурмайди. Бу ҳолда, силжиш кучланишининг ўзгариши яримўтказгич ва диэлектрик орасида уларнинг сиғимиға тескари пропорционал ҳолатда тақсимланади. Демак, сирт потенциалининг ўзгариши қуйидагича ифодаланиши мумкин:

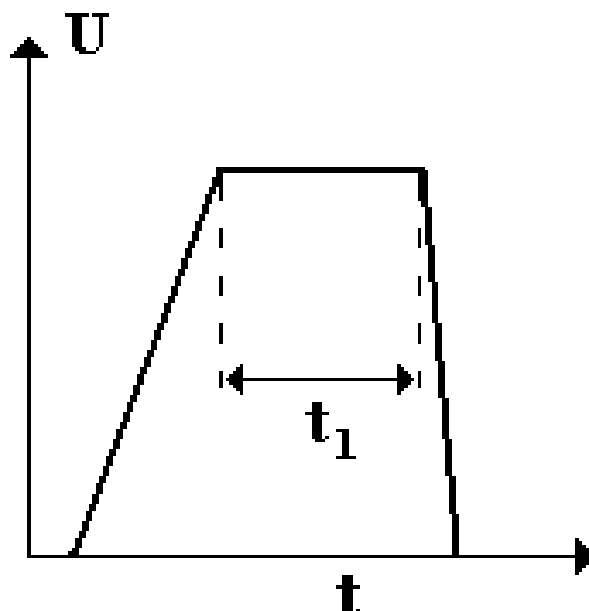
$$d\varphi_s = \left(\frac{C_0 - C}{C_0} \right) dU \quad (5.85)$$

Олинган(5.85)ифодани (5.84) тенгликга қўйиб ва импульс характеристикалар гистерезис катталигини $\Delta U = U_2 - U_1$ орқали белгилаб:

$$N_{ss}(C) = \left(\frac{C_0}{q} \right)^2 \left(\frac{d\Delta U}{dU_1} \right) \quad (5.86)$$

ифодани оламиз.

Сруктураға импульс кучланиш берилганда ΔU катталикини ўлчаш учун, 1 ва 2 характеристикаларни осциллограф экранда бир вақтда кузатиш керак (5.38-расм).



5.38-расм. 1 ва 2 характеристикаларни олиш учун керак бўлган импульс кучланиш кўриниши.

Танлаб олинган импульс формаси, импульс ўсишининг (фронт кўринишида) ва пасайишининг (кесимда) турли тезликларини таъминлайди. Бу эса, 1 ва 2 характеристикаларнинг импульс фронти ва кесимида (пасайишида) ўлчаш шароитларини вужудга келтиради. Амалиётда, экспериментал жараёнларда $\Delta U(U_1)$ боғланиш, импульс кучланишнинг амплитудаси ўзгармагани ҳолда, сиғимнинг ҳар-хил қийматларида ΔU ва (U_1) катталикларни ўлчаш ёрдамида аниқланади. Импульс кучланишнинг пасайишида, кучланиш ўзгариш тезлигини танланиши (5.86) ифодадан фойдаланишда бир оз ноқулайлик туғдиради. Шунинг учун, амалиётда, кучланишнинг ҳар икки йўналишларидаги ўзгаришларида ҳам сирт ҳолатлардаги зарядлар улгурмайдиган импульс кучланишларида олинган импульс (3 ва 1) C-V характеристикалар гистерезисларини ўлчаш қулай ҳисобланади. Яримўтказгичнинг таъқиқланган зонасининг тўла кенглиги бўйича сирт ҳолатлар зичлиги қуйидаги ифода ёрдамида аниқланади:

$$N_{ss} = C_0 \frac{\Delta U_{\max}}{q\Delta E} \quad (5.87)$$

5.39-расмда структурага қўйилган кучланиш ўзгаришининг турли тезликларида, металл-диэлектрик-яримўтказгич структуранинг импульс C-V характеристикалари кўрсатилган. Расмда экспериментал натижаларни қайта ишлашда фойдаланиладиган гистерезис соҳалари ҳам кўрсатилган. Кўриб чиқилган импульс методнинг, юқори частотали C-V характеристика методига нисбатан асосий устунлиги қуйидагиларда кўринади: Кучланишни юқори даражадаги кўтарилиши ва қўйилган импульснинг структурага катта

эҳтимолликдаги ўтиши (юқори имкониятда кириши), ушбу методга яримўтказгич-диэлектрик (диэлектрикда ҳаракатчан зарядлар мавжуд) чегара соҳасини текшириш ва ўрганишда фойдаланиш имконини беради.

Шу билан бирга, (3.85) ва (3.86) ифодалардан фойдаланиб, сирт ҳолатлари зичлигини аниқлаш, диэлектрик қатламидаги фиксирланган зарядлар тақсимотига боғлиқ эмас. Юқори ва қуйи частотали C-V характеристика методларида эса хатолик манбалари диэлектрикдаги фиксирланган зарядлар ҳисобланади. Импульс метод сирт ҳолатлари энергетик тақсимотларини сирт ўтказувчанлиги инверсиясига мос келувчи кучланишларда, яъни, яримўтказгич таъқиқланган зонасининг кенгроқ соҳаларида ҳам аниқлаш имконини беради.

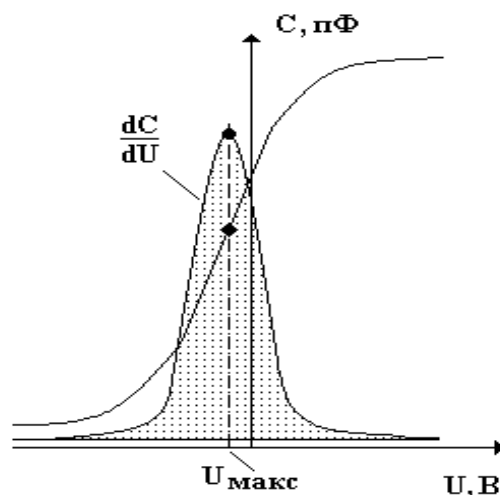
Таклиф этилаётган сирт ҳолатлари қайта заорядланишини қайд этиш мумкин бўлган энергетик диапазонлар кенглигини кенгайтириш (нуқтаи назаридан) маъносида “ясси зона” кучланишини температурага боғлиқлигига асосланган температура усули (методи) изланувчиларда катта қизиқиш уйғотади. Ҳақиқатдан ҳам, температура ўзгарганда яримўтказгичдаги Ферми сатҳининг жойлашиш энергияси сатҳи ўзгаради. Шунинг учун, температура ўзгарганда, структурага қўйилган кучланиш ўзгарганда сирт ҳолатлари қайта зарядланишини кузатиш мумкин бўлган энергетик диапазон ҳам ўзгаради. Ҳар хил температураларда сиғим-кучланиш характеристикаларини ўлчаб ва “ясси зона” га мос келувчи кучланишни қайд этиб, сирт ҳолатлар зичлигини аниқлаш мумкин. Температуранинг ўзгариши билан “ясси зона” кучланишининг ўзгаришини (сирт ҳолатлари тўла ионлашган бўлса) қуйидагича ифода ёрдамида ёзиш мумкин:

$$U_{FB}(T_1) - U_{FB}(T_2) = \frac{qN_{SS}}{C_O} [\varphi_0(T_1) - \varphi_0(T_2)] \quad (5.88)$$

Олинган (3.88) ифодани дифференциаллаб қуйидагини оламир

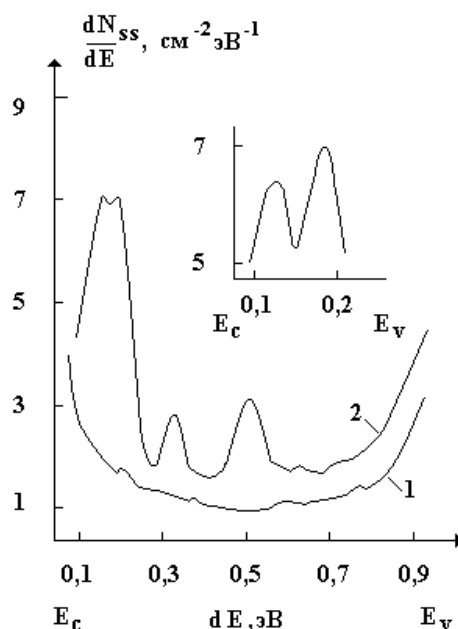
$$N_{SS} = \frac{\epsilon_D \epsilon_O}{d_D} \frac{1}{q} \frac{dU_{FB}}{d\varphi_O} \quad (5.89)$$

Кучланиш φ_0 ва структура сиғимини ўзаро боғлиқлигидан фойдаланиб, (5.39-расмда) кўрсатилганидек, сиғим-кучланиш характеристикасининг кучланиш бўйича ҳосиласининг максимал қийматидан “ясси зона” кучланиши аниқланади.



5.39-расм. МДЯ структуранинг C-V хараكتеристикаси ва унинг ҳосиласи.

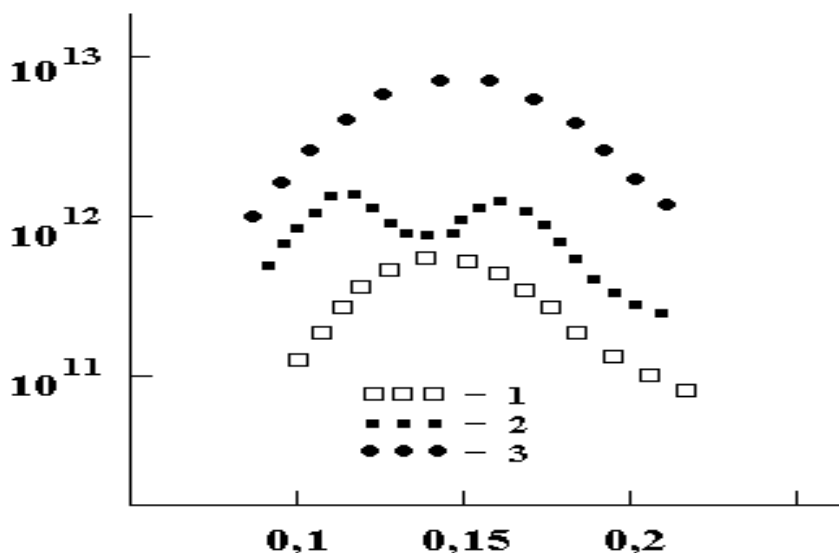
Ушбу методдан фойдаланиш мисоли сифатида 5.40-расмда, металл-диэлектрик-яримўтказгич структурасидаги яримўтказгични таъқиқланган зонаси кенглиги бўйича сирт ҳолатлари зичлигининг дифференциал тақсимоти кўрсатилган.



5.40-расм. Al-SiO₂-n-Si<Rh> кўринишдаги сирт ҳолатлар зичлигини тақсимоти.

Структура термooksидлаш ёрдамида ($T=900^{\circ}\text{C}$). (Олдиндан Rh билан легирланган кремний пластинкаларини (КЭФ-15)) олинган. Кремнийни диффузия усули билан, $T=1250^{\circ}\text{C}$ 4 соат мобайнида, амалга оширилган. Келтирилган тақсимотларидан кўриниб турибдики, Rh аралашмали (2-боғланиш) структураларда сирт ҳолатлар зичлиги тақсимоти спектри, назорат (аралашмасиз) структураларга нисбатан (1-боғланиш) мураккаб характерга эга. Бу мураккаблик чегара соҳасини бир жинсли эмаслигини кўрсатади. Шу билан бирга, $E_c - (0,1 \div 0,2)$ эВ энергия интервалларидаги сирт ҳолатлари зичлигининг тақсимоти мураккаб икки максимумга эга. Температура методининг асосий

ютуғи унинг ёрдамида сирт ҳолатлар зичлигини N_{ss} таъқиқланган зонанинг икки қисмлари яқинида аниқлаш имкони мавжуд. Ушбу метод ёрдамида Si-SiO₂ структура чегара соҳасига γ - нурланишнинг таъсири ўрганилган ($T=900^{\circ}\text{C}$, $t=1\text{с}$: КЭФ-15, Si[100]) Al-SiO₂-n-Si кўринишдаги структурадан фойдаланилган. Al билан металлштирилгандан сўнг, структурага 10^3 - 10^8 рад (Si) дозали γ - нурланиш билан нурлантирилган. Кетма-кет ҳолда дозаларнинг 10^3 дан 10^5 гача ортирилса, $E_c-0,15$ эВ энергия яқинида сирт ҳолатлар зичлигининг дифференциал тақсимоотида жойлашган максимумларнинг ҳосил бўлишига ва ортишига олиб келади ($N_{ss} (6-7) \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ гача, 5.41-расм, 1-боғланиш).



5.41-расм. Кремний ўтказувчанлик зонаси яқинидаги сирт ҳолат зичлигининг тақсимооти.

γ -нурланишни 10^6 - 10^7 рад(Si) гача ортириш $E_c-0,15$ эВ энергия яқинидаги сирт ҳолатлар зичлигини (N_{ss}) $(1-2) \cdot 10^{12} \text{ см}^{-2}$ гача ортириш ва ушбу максимум кўринишини мураккаблашишига (5.41-расм, 2-боғланиш) олиб келади. Нурланишни 10^8 рад(Si) ортирилганда, кўрсатиб ўтилган энергия соҳасидаги сирт ҳолатлар зичлиги максимумини кенгайтиши ва $N_{ss}-10^{13} \text{ см}^{-2}$ ортиши кўрсатилди (5.41-расм, 3-боғланиш).

Назорат саволлари

1. МДЯ структуранинг юқори частотали C-V характеристикаси бўйича сирт ҳолат зичлигини аниқлаш нимага асосланади?
2. МДЯ структуранинг қуйи частотаси C-V характеристикалари асоси қандай фараз ва тахминларга асосланган?
3. Чегара соҳасини генерация-рекомбинация характеристикаларини аниқлаш учун қандай сиғим методлари ишлатилди?

4. “Ясси зона”лар кучланишига мос келувчи кучланишни температурага боғлиқлигини ўлчашга асосланган методнинг ютуқлари ва афзалликлари қандай?
5. МДЯ структуранинг изотермик сиғим релаксацияси методи билан яримўтказгич-диэлектрик чегара соҳасини қандай характеристикаларини аниқлаш мумкин?
6. Импульсли методнинг асосий устивор ютуқлари нималарга асосланган?

V-боб га адабиётлар

1. Гуртов А.В. Твердотельная электроника. Петрозаводск. «Пергу» 2004. С.312.
2. Берман Л.С., Лебедев А.А. Емкостная спектроскопия глубоких центров
3. в полупроводниках. Ленинград. «Наука». 1981. С.184.
4. Старосельский В.И. Физика полупроводниковых приборов микроэлектроники. Москва. «Высшее образование». 2009. С. 463.
5. Власов С.И. Электрические методы измерения параметров полупроводниковых структур. Ташкент. «Университет». 2007.С.172 .
6. Зайнабидинов С.З., Власов С.И., Насиров А.А. Не равновесные процессы на границе раздела полупроводник-диэлектрик.Ташкент. «Университет». 1995. С.112.

МУНДАРИЖА

Кириш.....	3
I-БОБ. ҚАТТИҚ ЖИСМЛАРНИ СИРТ ХУСУСИЯТЛАРИ	4
1.1. Идеал сиртлар	4
1.2. Тамм сирт ҳолатлари	7
1.3. Шокли сирт сатҳлари	9
1.4. Турли хилдаги сирт энергетик сатҳлари	11
II-БОБ. ЁПИҚ ЧЕГАРА СОҲАСИ	14
2.1. Ёпиқ чегара соҳаси тўғрисида умумий маълумотлар	14
2.2. Металл-Яримўтказгич чегара бўлими (соҳаси)	15
2.3. Металл-яримўтказгич контакт турлари	22
2.4. Металл-яримўтказгич контактларининг сиғим хоссалари	31
2.5. Яримўтказгич-диэлектрик чегара соҳаси	34
III-Боб. ҚАТТИҚ ЖИСМЛАР СИРТНИ ТЕКШИРИШ УСУЛЛАРИ	38
3.1. Оптик текшириш усуллари	38
3.2. Ёруғлик доғи усули билан сирт рекомбинацияси тезлигини аниқлаш	40
3.3. Сиртни эллипсометрия усул билан текшириш	43
3.4. Оптик-акустик усуллар	45
IV-БОБ. ТАДҚИҚОТНИНГ СПЕКТРОСКОПИК УСУЛЛАРИ.....	47
4.1. Иккиламчи электрон эмиссияга асосланган текшириш усуллари.....	47
4.2. Электронли Оже-спектроскопия	49
4.3. Паст энергияли электронлар дифракцияси	50
4.4. Иккиламчи ионлар эмиссиясига асосланган текшириш усуллари.....	54
4.5. Сканерловчи туннелли микроскоп.....	56
4.6. Ренген спектроскопияси.....	59
4.7. Ренген нурлари дифракцияси.....	61
V-БОБ. ЧЕГАРА СОҲАСИНИ ТАДБИҚ ЭТИШ УСУЛЛАРИ.....	65
5.1. Металл-диэлектрик-яримўтказгич структураларнинг юқори частотали сиғим-кучланиш характеристикалари.....	65
5.2. Металл-диэлектрик-яримўтказгич структураларнинг қуйи частотали сиғим-кучланиш характеристикалари.....	78
5.3. Si-SiO ₂ чегара соҳаси генерация-рекомбинация характеристикаларини изотермик релаксация сиғими методларидан фойдаланиб аниқлаш.....	83

Содержание

Введение.....	3
Глава 1. Поверхностные свойства твердых тел.....	4
1.1. Идеальные поверхности.....	4
1.2. Таммовские поверхностные состояния.....	7
1.3. Поверхностные уровни типа Шокли.....	9
1.4. Другие виды поверхностных уровней.....	11
Глава 2. Скрытые границы раздела.....	14
2.1. Общие понятия о скрытых границах раздела.....	14
2.2. Граница раздела металл-полупроводник.....	15
2.3. Типы контактов металл - полупроводник.....	22
2.4. Емкостные свойства контактов металл - полупроводник.....	31
2.5. Граница раздела полупроводник-диэлектрик.....	34
Глава 3. Методы исследования поверхности твердых тел.....	38
3.1. Оптические методы исследования.....	38
3.2. Определение скорости поверхностной рекомбинации по методу светового пятна.	40
3.3. Эллипсометрический метод исследования поверхности....	43
3.4. Оптико-акустические методы.....	45
Глава 4.Спектроскопические методы исследования.....	47
4.1. Методы исследования, основанные на вторичной электронной эмиссии.....	47
4.2. Электронная Оже – спектроскопия.....	49
4.3. Дифракция электронов низкой энергии.....	50
4.4. Методы исследования, основанные на вторичной ионной эмиссии.....	54
4.5. Сканирующая туннельная микроскопия.....	56
4.6. Рентгеновская спектроскопия.....	59
4.7. Дифракция рентгеновских лучей.....	61
Глава 5. Методы исследования межфазных границ раздела.....	65
5.1. Высоочастотные вольтфарадные характеристикам структуры металл - диэлектрик – полупроводник.....	65
5.2. Низкочастотные вольтфарадные характеристикам структуры металл - диэлектрик - полупроводник.....	78
5.3. Релаксационные методы определение генерационно-рекомбинационных характеристик границы раздела.....	83
.....	

Эргашева Муқаддасхон Абдумажитовна

СИРТ ФИЗИКАСИ

Ўқув қўлланма

Мухаррир:	И.Каримов
Мусаввир:	А.Сулаймонов
Компьютерда саҳифаловчи:	А.Сулаймонов.

Чоп этишга рухсат берилди ____ 2019 у.

Тиражи 100 та. Нашр босма табоғи 8.

Наманган давлат университети

ризографида кўпайтирилди ____ 2019 у