А. Тешабоев
С. Зайнобидинов
И. Каримов
Н. Рахимов
Р. Алиев

ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛИ АСБОБЛАР ФИЗИКАСИ

32-252
П-30

А.ТЕШАБОЕВ, С.ЗАЙНОБИДДИНОВ,
И.КАРИМОВ, Н.РАҲИМОВ,
Р.АЛИЕВ

ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛИ АСБОБЛАР ФИЗИКАСИ

(Ўзбекистон Республикаси Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги томонидан ўқув қўлланма сифатида тавсия этилган)

«Ҳаёт» нашриёти.
Андижон – 2002 й.

УДК 539.2

Тақризчилар: А.Т.Мамадолимов, физика-математика фанлари доктори, профессор. ЎзР ФА академиги.

Э.А.Мусаев, физика - математика фанлари номзоди, доцент.

Масъул муҳаррир: Р.Я.Расулов, физика-математика фанлари доктори, профессор.

NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI
Ahborot-resurs markazi
3050

Ушбу қўлланмада ярим ўтказгичли асбоблар физикасининг асосий бўлимлари бўйича маълумотлар келтирилган. Замонавий ярим ўтказгичли асбобларнинг турлари (резисторлар, диодлар, транзисторлар, фото ва опто электрон асбоблар....) ва уларнинг ишлаш принциплари ярим ўтказгичлар физикасида мавжуд метал-ярим ўтказгич контакт ҳодисалари, гомо- ва гетеро- электрон-ковак ўтишлари ҳақидаги фундаментал тасаввурлар асосида тушунтирилган. Ҳар бир бобнинг охирида ўзлаштирилган материалларни мустаҳкамлаш мақсадида назорат учун саволлар ва масалалар берилган. Қўлланмада келтирилган расмлар, жадваллар ва қўшимчалар унинг матнини тўлдиради. Ўқув қўлланма олий ўқув юртларининг тегишли касблар бўйича мутахассислашаётган бакалавр, магистр талабалари, тадқиқотчилар, аспирантлар ва ўқитувчилар учун мўлжалланган.

ҲГ-Т/С-6- $\frac{34 - 28 - 02}{28 - 12 - 02}$ ША

А.Тешабоев, С.Зайнобиддинов ва бошқалар.
«Ярим ўтказгичли асбоблар физикаси» (Ўқув қўлланма).

© «Ҳаёт» А-2002 й.

СЎЗ БОШИ

Ярим ўтказгич моддалар асосида тайёрланадиган асбоблар, қурилмалар саноатда, қишлоқ хўжалигида, транспортда электроникада, микроэлектроникада, электротехникада, компьютерларда, энергияни бир турдан иккинчи турга айлантиришда (хусусан, қуёш энергиясидан фойдаланишда), алоқада, информатикада, маиший хизмат соҳасида ва жамият фаолиятининг бошқа барча жабҳаларида турли-туман муҳим вазифаларни бажармоқда.

Мамлакатимизда ярим ўтказгичли асбоблар физикаси йўналишларида Фанлар академияси институтларида, олий ўқув юртлари лабораторияларида жиддий, самарали илмий-амалий тадқиқотлар жаҳон фани савиясида олиб борилмоқда.

Ўзбекистонда электроника саноати мавжуд, у келажакда янада ривожланади, деган умиддамиз.

Академиянинг физика институтлари, электроника саноати корхоналари учун юқори малакали мутахассислар университетлар ва техника олий ўқув юртларида тайёрланади. Бу масканларда ярим ўтказгичлар ва ярим ўтказгичли асбоблар физикаси бўйича ихтисослашган кафедралар ва илмий лабораторияларда бўлажак мутахассислар таълим олади. Аммо, ярим ўтказгичли асбоблар физикаси, техникаси ва технологияси бўйича ўзбек тилида замонавий ўқув қўлланмалар йўқ. Биз ушбу етишмовчиликни бартараф қилиш мақсадида ўзимизнинг кўп йиллик илмий, педагогик тажрибамизга таяниб, ярим ўтказгичли асбоблар физикасидан асосан бакалавр, магистрларга мўлжалланган ушбу ўқув қўлланмани ёздик ва уни муҳтарам китобхонларга тақдим этмоқдамиз.

Бу фан соҳаси кенг бўлиб, кўп бўлимларни — турли-туман мақсадларда ишлатиладиган жуда кўп асбоблар, қурилмаларни ўз ичига олади. Мазкур бўлимларнинг ҳар бири бўйича чет тилларда кўп китоб ёзилган. Аммо, биз ўз олдимизга талабалар учун уларнинг ўқув режаси ва дастурига мувофиқ, шу соҳанинг физик асосларини баён қиладиган ихчам ҳажмли ўқув қўлланмаси яратиш мақсадини қўйдик. Шунинг учун ҳам бизнинг ўқув қўлланмамизда энг муҳим, энг кўп қўлланадиган асбоблар қамраб олинган, айрим асбоблар синфлари ҳақида берилган маълумотлар қисқачароқдир. Лекин, яқин келажакда мазкур фан соҳасининг айрим бўлимлари бўйича батафсилроқ қўлланмалар ёзилади деган умиддамиз.

Ярим ўтказгичли асбоблар физикаси ярим ўтказгич моддалар физикасига асосланади. Бинобарин, ярим ўтказгичлар физикасининг асосий тушунчалари тўғрисида қисқа маълумот келтирилади.

Ярим ўтказгичли асбоблар муайян занжирларга метал контактлар воситасида уланади. Бу контактлар токни тўғриламайдиган (омик) бўлишлиги зарур. Шу сабабдан омик контактларга қўйиладиган талаблар ва уларни тайёрлаш масалаларига тўхталиб ўтдик. Ярим ўтказгичли асбоблар ишлашининг назарий таҳлилида қўлланадиган тақрибларнинг тадбиқланиш чегаралари ҳам таъкидланган. Бу маълумот ушбу фан асосларини пухта ўзлаштиришга ёрдам қилади. Ҳар бир боб охиридаги назорат учун саволлар ва масалалар ҳам ана шу мақсадга қаратилган.

Ўқув қўлланманинг I, II бобларини проф. А. Тешабоев, III бобини проф. С.Зайнобиддинов, IV, VI бобларини проф. И. Каримов. V бобини техника фанлари доктори Р. Алиев, VII ва VIII бобларини проф. Н. Рахимов ёзган.

Муаллифлар

ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАР ФИЗИКАСИДАН АСОСИЙ МАЪЛУМОТЛАР

Ярим ўтказгичли асбоблар ҳақида гапиришдан олдин уларнинг асосий қисмини ташкил этган ярим ўтказгич моддаларининг тузилиши ва физик хоссалари тўғрисида энг зарур маълумотларни баён қилиш керак бўлади, албатта. Бу маълумотлар ярим ўтказгичлар физикасига бағишланган адабиётда батафсил тавсифланган, биз ушбу ўқув қўлланмада уларни қисқача эслаб ўтамиз.

Ҳозирги замонда илмий-техник тараққиётни электроникасиз тасаввур қилиб бўлмайди. Электрониканинг жадал ўсиб бориши янги, хилма-хил ярим ўтказгичли асбоблар ва интеграл схемалар (тузилмалар) нинг яратилиши билан бормоқда, улар борган сари ҳисоблаш техникасида, автоматикада, радиотехника ва телевидениеда, ўлчаш техникасида, биологияда ва бошқа соҳаларда кенг қўлланилмоқда.

Агар тарихга назар ташланса, нуқтавий диодлар ёки кристал детекторлар кўринишидаги ярим ўтказгич асбоблар анча илгари қўлланилган. Масалан, металлар билан сульфид бирикмалар контактининг тўғрилаш хоссалари 1874 йилда аниқланган; нуқтавий контактдан ток ўтаётганда кремний карбиди (SiC) нинг ёруғланиши кузатилган, юқори такрорийликли электромагнитик тебранишларни пайдо қилиш ва кучайтириш амалга оширилган эди. Иккинчи жаҳон уруши вақтида юқори такрорийликли ва ўта юқори такрорийликли германий ва кремний нуқтавий диодлари ишлаб чиқилди, иссиқлик энергиясини бевосита электрик энергияга айлантириб берадиган ярим ўтказгичли термоэлектрик генераторлар тайёрланди ва фойдаланила бошлади.

1948 йилда америка олимлари Ж. Бардин, В. Браттейн ва В. Шокли нуқтавий транзистор яратдилар. В. Шоклининг p-n ўтиши назарияси (1949 й.) ярим ўтказгичлар электроникаси ривожининг янги босқичини бошлаб берди. 50-йилларда икки қутбли транзисторларнинг ҳар хиллари, тиристорлар, катта қувватли тўғрилагич диодлар, фотодиодлар, фототранзисторлар, фотоэлементлар (хусусан, қуёш элементлари), туннелли диодлар ва бошқалар яратилди.

Асримизнинг 60-йилларида интеграл схемалар ишлаб чиқариш бошланди. 1967 йилда Ж.И.Алферов раҳбарлигида хоссалари мукаммалликка яқин бўлган гетероўтишлар ҳосил қилинди ва тадқиқланди (Ж.И.Алферовга 2000 йил Нобел мукофоти берилган),

бу гетероўтишлар асосида лазерлар ва бошқа кўп мақсадларга мўлжалланган асбоблар таёрланмоқда.

Ўзининг хоссалари фан ва техника қўяётган янгидан янги талабларини қондира оладиган ярим ўтказгич моддалар кидирилмоқда. яратилмоқда, ярим ўтказгичлар электроникаси катта суръат билан ривожланмоқда.

1.1. Қаттиқ жисмларнинг электрик ўтказувчанлик бўйича турлари

Қаттиқ жисмлар квант физикаси яратилгунча тажрибада (амалиётда) ярим ўтказгич моддаларнинг айрим ажойиб хоссалари ошкор қилинган бўлса да, аммо уларни пухта илмий асосда тушуниб бўлмасди. Чунки, умуман каттиқ жисмларнинг. хусусан ярим ўтказгичларнинг физик табиати аниқланган эмасди.

20 йиллар ўртасига келиб атом ва молекула квант физикаси шаклланган. қаттиқ жисм квант физикаси яратила бошлади ва унинг асослари 30 йиллар бошланишига қадар ишлаб чиқилди. кейинчалик жадал давом эттирилган ҳозирги замон қаттиқ жисм квант физикасига олиб келди.

Фақат қаттиқ жисм квант физикаси нима учун қаттиқ жисмлар электрик токни яхши ўтказадиган металлар, жуда оз ўтказадиган ярим ўтказгичлар, деярли ўтказмайдиган диэлектриклар турларига ажралишини, уларнинг бир-биридан кескин фарқ қиладиган физик хоссаларини тушунтириб бера олди. Бунгача металлар (яхши ўтказгичлар) ва диэлектриклар (изоляторлар) тўғрисида муайян классик тасаввурлар мавжуд бўлгани ҳолда, ярим ўтказгичлар ҳақида ҳеч қандай тасаввур йўқ эди, бўлиши мумкин эмасди ҳам.

Яна бир нарсани эслатиб ўтиш муҳим: ярим ўтказгич моддалар хоссаларининг ошкор бўлиши учун улар етарлича даражада тоза бўлишлари керак эди. Бу зарурат жуда тоза моддалар олиш саноатининг барпо қилинишига олиб келди. Демак, қаттиқ жисм квант физикасининг яратилиши ва тоза моддалар саноатининг барпо қилиниши ярим ўтказгичлар электроникасининг тараққиётига замин бўлди.

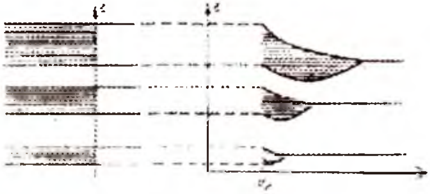
Энди асосий масаламизга — қаттиқ жисмларнинг электрик ўтказувчанлик бўйича уч турга (металлар, ярим ўтказгичлар, диэлектрикларга) ажралишини квант механикаси қандай тушунтиришини масаласига тўхталамиз.

Атом физикасидан маълумки, якка атомдаги электронлар муайян энергияли ҳолатларда бўла олади. яъни уларнинг рухсатланган энергиялари қийматлари дискрет (узук) спектрни ташкил этади. Паули қонунига асосан. атомдаги муайян энергияли ҳолатда (энергетик сатҳда) энг кўпи билан спинлари қарама қарши

йўналган икки электрон бўлиши мумкин. Бу ҳолатда ё бир электрон бўлиши, умуман ҳолат бўш бўлиши ҳам мумкин.

Жуда кўп атомлардан қаттиқ жисм ҳосил бўлганида атомлар бир бирига жуда яқин келади, улар орасидаги (аниқроғи, уларнинг электронлари қобиқлари орасида) кучли ўзаро таъсир оқибатида атомдаги электронлар энергиялари сатҳлари парчаланиб (N атомдан ташкил топган қаттиқ жисмда атомдаги сатҳ N та сатҳга ажралади), электронлар энергиялари зоналари ҳосил бўлади. Биз бундан буён электронлар сўзини назарда тутиб, қисқароқ қилиб <u>энергия зоналари</u> ҳақида гапланамиз.

Кристал қаттиқ жисмда энергия зоналарининг энергия сатҳларидан ҳосил бўлиши 1.1 расмда тасвирланган.



1.1 расм.

Ундан кўринишича, атомлараро d масофа кичрая боргач (атомлар бир бирига яқинлаша боргач), улар орасида ўзаро таъсир кучайиши оқибатида атомдаги сатҳлар кўп сатҳларга парчаланиб энергия зоналари ҳосил қилади, ниҳоят кристалдаги атомлараро мувозанатий масофа d_0 гача эришилганда энергия зоналари тизими шаклланади. Бунда электронлар жойланиши мумкин бўлган (рухсатланган) энергия зоналари орасида электронлар эга бўлиши мумкин бўлмаган (тақиқланган) энергиялар зоналари жойланган. Демак, якка атомдаги чизиғий энергетик спектр қаттиқ жисмда энергетик зоналар спектрига айланади.

Бу мулоҳазалар квант механикасининг асосий қонуниятлари заминида электронларнинг қаттиқ жисмда (тўғрироғи, кристал қаттиқ жисмда) энергиялари спектри ҳақида тўғри хулосаларга олиб келади. Аммо улар сифатий тарздадир.

Квант системалар энергетик ҳолатлари, қатъий айтганда, Шрёдингер тенгламаси ечими сифатида аниқланмоғи керак. Қаттиқ жисм кўп зарралардан ташкил топган квант системадир. Унинг учун ёзилиши керак бўлган Шрёдингер тенгламаси жуда кўп ўзгарувчиларни ўз ичига олиши зарур. Уни ёзиб олиш мумкин бўлганда ва унинг узундан узоқ ечими топилганда ҳам бу ишнинг

ҳеч қандай амалий аҳамияти бўлмас эди (таққослаш учун мисол: газ молекулаларидан ҳар бирининг шу пайтдаги координата ва тезликларини билиш газ қонунларини келтириб чиқаришга ҳеч қанақа ёрдам бермаслиги маълум). Шунинг учун қаттиқ жисм учун Шрёдингер тенгламаси, адиабатик бир электронли тақриб қўлланиб, бир электроннинг барча ядролар ва бошқа ҳамма электронларнинг даврий электрик майдонида ҳаракатини тавсифловчи тенглама кўринишига келтирилади:

$$\hat{H}\psi = E\psi , \qquad (I.1)$$

бундаги H электроннинг қўзғалмас ядролар ва бошқа электронлар майдонида тўла энергия оператори:

$$\hat{H} = -\frac{h^2}{2m}\nabla + V(\vec{r}), \qquad (I.2)$$

ψ электроннинг тўлқин функцияси, E-унинг энергияси хусусий қиймати. (I.2) ифодадаги биринчи ҳад кинетик энергия оператори, $V(\vec{r})$ эса электроннинг тўла потенциал энергияси бўлиб, у ядроларнинг кристал даври билан аниқланадиган даврий майдонидаги ва бошқа электронларнинг даврий майдонидаги потенциал энергиялар йиғиндисидан иборат.

Даврий майдонда ҳаракатланаётган электроннинг тўлқин функцияси қилиб Блох функцияси

$$\psi_k(\vec{r}) = U_k(\vec{r})e^{i\vec{k}\vec{r}} \qquad (I.3)$$

олинади, бунда $U_k(\vec{r})$ амплитуда даврий бўлади;

$$U_k(\vec{r}) = U_k(\vec{r}+\vec{a}_n) \qquad (I.4)$$

$\vec{a}_n$ -кристал тўғри панжарасининг вектори (кристалда атомларнинг даврий жойлашишини ифодалайди), $\vec{k}$ -электроннинг тўлқин вектори.

У ёки бу кристалда электронлар энергиялари спектрини аниқлаш учун $V(\vec{r})$ даврий потенциал шаклини танлаш ва Шрёдингер тенгламасини ечиш зарур. Ярим ўтказгичлар физикасига бағишланган барча дарсликларда Крониг-Пенни бир ўлчовли

потенциали асосида Шрёдингер тенгламасини ечиш оқибатида олинадиган асосий хулосаларни келтирамиз.

1. Даврий майдонда электроннинг энергиялари спектри рухсат этилган ва тақиқланган энергия зоналарига ажралган бўлади. (1.1 расмнинг чап қисмига қаранг). Рухсат этилган зона ичида электроннинг энергияси узлуксиз ўзгаради, деб ҳисоблаш мумкин, чунки ҳар бир зона ичида энергия сатҳлари жуда зич жойлашган (зонадаги сатҳлар сони кристаллдаги атомлар сонига тенг бўлади). Зонанинг тартиби (юқорига қараб) ортган сари рухсат этилган энергия зоналари кенгайиб, тақиқланган зоналар торайиб боради. Баъзи ҳолларда рухсат этилган зоналардан иккитаси бир-бири устига қисман тушиши ҳам мумкин.

2. Электроннинг ихтиёрий n-зонадаги энергияси тўлқин вектор функцияси сифатида даврий ўзгаради.

$$E_n(\vec{k}+\vec{b}_g) = E_n(\vec{k}), \qquad (1.5)$$

бу ерда $\vec{b}_g$ -кристалл тескари панжараси вектори.

3. Электроннинг Е энергияси $\vec{k}$ тўлқин векторининг жуфт функциясидир:

$$E_n(\vec{k}) = E_n(-\vec{k}) \qquad (1.6)$$

4. $\vec{k}$ тўлқин вектори фазосида электроннинг $E_n(\vec{k})$ энергияси экстремал қийматларига эга. $E_n(\vec{k})$ нинг мутлақ катта (максимал) қиймати мазкур энергия зонасининг юқориги чегарасини (шипини), мутлақ кичик (минимал) қиймати эса зонанинг пастки чегарасини (тубини) аниқлайди. Шу чегараларда $E_n(\vec{k})$ функция узилади, яъни рухсат этилган зонадан тақиқланган зонага ўтилади.

Мазкур зонада бир неча максимум ва минимумлар бўлишлиги (шунинг учун биз юқорида мутлақ сўзини ишлатдик), айрим кристалларда электронларнинг энергия зоналари бир неча карра айниган бўлишлиги мумкин. Масалан, галлий арсениди(GaAs) кристалининг юқориги (ўтказувчанлик) зонасида иккита минимум

бор. Кремний кристалининг валент зонасида уч карра айниган максимум мавжуд.

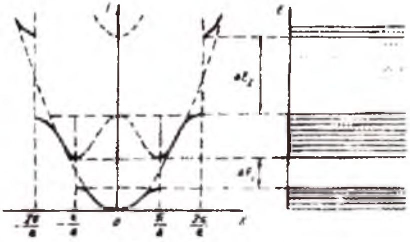
5. Рухсат этилган ва уларда энергия узлуксиз ўзгарадиган зоналарга мос тўлқин вектор соҳаларини <u>Бриллюэн зоналари</u> дейилади.

$$-\pi \le \vec{k}\vec{a}_i \le +\pi \qquad (1.7)$$

учта тенгсизликлар билан ифодаланган соҳани <u>биринчи Бриллюэн зонаси</u> дейилади, бунда $\vec{a}_i (i = 1,2,3)$ кристал панжарасининг асосий векторлари.

$$-2\pi \le \vec{k}\vec{a} \le -\pi \quad \text{ва} \quad +\pi \le \vec{k}\vec{a} \le +2\pi \qquad (1.8)$$

тенгсизликлар эса иккинчи <u>Бриллюэн зонасини</u> аниқлайди (1.2 расм).



1.2. расм. $E(\vec{k})$ функциясининг ясси тасвири.

6. Айрим кристаллар (масалан, жуфт электронли атомлардан тузилган металлар, мисол: 4 электронли бериллий) ҳосил бўлишида икки энергия зонаси бир бири устига тушиши ҳам мумкин.

7. Кристалда электроннинг инертлик ўлчови бўлмиш массаси бир неча омилларга боғлиқ, чунки у кристалнинг ичидаги кучли даврий майдонда ҳаракатланади ва шунинг учун кристалдаги электроннинг массаси эркин электрон массасидан анча фарқ қилади. Зонанинг туби яқинида электрон массаси мусбат катталик бўлиб, унинг шипи яқинида эса манфий катталик бўлиб чиқади. Кейинги қизиқ ҳол зона шипи яқинида кристалнинг ўз майдони ташқи электрик майдонга тескари йўналган ва катта эканлиги билан тушунтирилади. Бу жойда мусбат зарядли ва мусбат массали квазизарра – ковак мавжуд бўлади деб олинса, бу зарраларга нисбатан ҳам одатдаги тушунчаларни (масалан, ҳаракат тенгламалари, электрик ўтказувчанлик) қўллаш

мумкин. Шундай қилиб, кристалларда икки хил зарралар электронлар ва коваклар тўғрисида гапирилади.

Электрон ва коваклар массалари, умуман айтганда, тензор характерга эгадир (йўналишларга боғликдир), аммо, изотроп (кристалларда) бу массалар скаляр характерида бўлади. Бу ҳолда эффектив (скаляр) масса тушунчаси ишлатилади.

Модданинг электрик ўтказувчанлик бўйича у, ё бу гуруҳга мансуб бўлишлиги унда энергия зоналарнинг электронлар билан қандай тўлдирилганлигига боғлиқ.

Умуман, энергия зонаси электронлар билан тўла тўлдирилган, чала тўлдирилган, ёки бутунлай тўлдирилмаган бўлиши мумкин.

Агар энергия зонаси тўла тўлдирилган (боғланган электронлар зонаси!) бўлса, бу ҳолда ундаги электронлар электрик токда қатнашмайди, чунки бу зонанинг ҳар бир сатҳида бир хил қийматли тезликка (энергияга эга бўлган икки электрон қарама-қарши йўналишда ҳаракат қилади. Токда қатнаштириш учун бундай жуфтларни ажратиш (боғланишларни узиш) уларнинг бир қисмини юқориги бўш сатҳларга кўтариш (энергиясини ошириш) ва тезликлари йўналишини электрик майдонга мос равишда буриш, яъни уларнинг йўналган ҳаракатини вужудга келтириш керак. Аммо, тўла тўлдирилган зонада бўш сатҳлар йўқ, электрик майдон ҳосил қилинганда ҳам электронлар иккитадан ўз сатҳларида қарама-қарши йўналишларда ҳаракат қилишда давом этади, ток ҳосил қилмайди.

Агар энергия зонаси электронлар билан чала тўлдирилган бўлса, уни ўтказувчанлик зонаси дейилади. Бу ҳолда ундаги электронлар токда қатнаша олади, уларни эркин электронлар дейилади. Бундай зонанинг юқориги қисмида бўш энергия сатҳлари бор, паст сатҳларда электрик майдон йўқлигида жуфт-жуфт жойлашган электронлар электрик майдон ҳосил қилинганда тезланади, яъни улар юқори бўш сатҳларга кўтарилади, тезликлари йўналиши электрик майдонга мос бурилади. Натижада зонадаги электронларнинг йўналган ҳаракати, яъни электрик ток вужудга келади.

Тўлдирилган зона юқорисида ундан тақиқланган зона билан ажралган бўш зона бўлади. Агар қандайдир ташқи таъсир (температура, ёритилиш, кучли электрик майдон, ва ҳоказо) оқибатида бу зонага тўлдирилган зонадан электронлар ўтса, бу икки зона ҳам чала тўлдирилган бўлиб қолади ва электрик майдон ҳосил қилинганда (ёпиқ занжир ҳолида) токка ўз ҳиссасини қўшади.

Икки муҳим ҳолни кўрайлик.

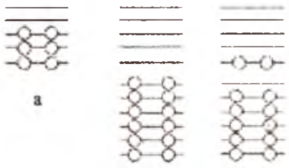
1. Чала (ярмиси) тўлдирилган зона. Натрий кристалини олайлик. Натрий атомида 11 электрон бор. 5 жуфт электрон пастки 5 энергия сатҳини (Паули қонунини эсланг) тўлдиради, 11-нчи (валент) электрон юқориги (валент) сатҳнинг ярмисини тўлдиради, демак, натрий кристалида 5 та қуйи зоналар тўла тўлдирилган, юқориги зонанинг пастки ярмисида электронлар бўлади. Бу зонанинг (ўтказувчанлик зонасининг) электронлари (эркин электронлар ёки ўтказувчанлик электронлари) токда қатнаша олади, чунки уларни электрик майдон тезлантиришини, яъни юқориги бўш сатҳларга ўтказиши ва тезлик йўналишини ўзгартириши, электронларнинг тартибли ҳаракатини (электрик токини) вужудга келтириши мумкин. Демак, юқориги энергия зонаси ярмисигача (чала) тўлдирилган натрий кристали токни яхши ўтказадиган модда — метал. Натрий металининг ўтказувчанлик зонасидаги эркин электронлар сони кристални ташкил қилган атомлар сонига тенг, бошқа металларда ҳам шу чамада. Металнинг $1м^3$ да 10^{28}та чамасида эркин электронлар бўлади. Бу сон (эркин электронлар зичлиги) температурага боғлиқ эмас. Барча металлар электрик токни яхши ўтказади.

2. Тўла тўлдирилган валент зона. Кремний кристалини олайлик. Кремний (Si) атоми қобиғида 14 та электрон бўлиб, 10 таси мустаҳкам ички қобиқда 5 та сатҳни тўлдирган, қолган 4 таси иккита валент сатҳни тўла тўлдирган. Улар устида мутлақо тўлдирилмаган уйғониш сатҳлари бор. Валент сатҳлардан кремний кристалида пайдо бўлган валент зона мутлақ нол (0 К) температурада тўла тўлдирилган бўлади. Аммо, уйғониш сатҳидан ҳосил бўлган зона (ўтказувчанлик зонаси) эса бўм-бўш бўлади. Демак, кремнийнинг валент зонасидаги (боғланган) электронлар электрик токни ўтказишда қатнаша олмайди, яъни T=0 K да кремний диэлектрик (изолятор) хоссасига эга.

Аксарий ҳолларда икки валент зонадан пасткиси кремний кристалида содир бўладиган ҳодисаларга ҳеч қандай таъсир қилмайди, шунинг учун асосий эътиборни юқориги валент зона ва ундан E_g энергетик кенгликдаги тақиқланган зона билан ажратилган юқориги зона (ўтказувчанлик зонаси)га қаратамиз.

Мутлақ нол температурадан юқори ҳар қандай температурада валент зонаси элеектронларидан бир қисми, иссиқлик ҳаракати энергияси ҳисобига (суюқлик молекулаларининг буғ молекулаларига айланишини эсланг), тақиқланган зона кенглиги деб аталган E_g энергетик тўсиқни енгиб, юқориги зонага — ўтказувчанлик зонасига

ўтиб олган бўлади. Энди валент зона ҳам, ўтказувчанлик зонаси ҳам чала тўлдирилган бўлади. Ўтказувчанлик зонасига ўтиб олган электронлар валент зонанинг юқориги чегараси яқинидаги сатҳларни бўш қолдиради. Олдин айтганимиздек, электрон эгалламаган (бўш) сатҳни +е зарядли квазизарра (ковак) деб қараш мумкин, бу ҳолда валент зонада электронлар ҳаракати ўрнига унга қарама-қарши йўналган коваклар ҳаракатини текшириш маъқул.



I.3-расм. Энергия зоналарининг тўлдирилиши
а-металда, б-ярим ўтказгичда, Т=0 К, в-ярим ўтказгичда, Т>0 К.

I.2. Баъзи ярим ўтказгичларда энергия зоналари тузилиши

Германий (Ge) ва кремний (Si) ярим ўтказгич кристаллари олмосникига ўхшаш панжарага эга: ҳар бир атом атрофида 4 та худди шундай атом энг яқин жойлашган бўлиб, мазкур атом тетраэдрнинг (тўрт ёқли шаклнинг) маркази, тўртта қўшнилари эса тетраэдр учларида жойлашган.

Кремний кристалининг ўтказувчанлик зонасидаги [100] йўналишларда $E(\vec{k})$ энергиянинг 6 та симметрик жойлашган минимумлари бор. Германий кристалида эса ўтказувчанлик зонасида [111] йўналишларда Бриллюэн зонаси чегарасида $E(\vec{k})$ нинг 8 та симметрик минимумлари жойлашган.

Кремний ва германийда бир хил энергияли сиртлар ($E(\vec{k})$=const) айланиш эллипсоидидан иборат. Кремнийда [100] йўналиш эллипсоиднинг симметрия ўқи бўлади, уни бўйлама йўналиш дейилади, унга тик бўлган икки йўналиш кўндаланг йўналиш дейилади. Кўндаланг йўналишларга мос келадиган массалар ўзаро тенг. $m_1=m_2=m_\perp$ (кўндаланг масса), бўйлама йўналишдаги $m_3=m_\parallel$ массани бўйлама масса дейилади. Германийда айланиш эллипсоидининг симметрия ўқи [111] йўналиш бўлади.

Демак, Si ва Ge учун ўтказувчанлик электрони энергиясининг бош ўқлар бўйича ифодаси

$$E(\vec{k}) = \frac{\hbar^2}{2}\left(\frac{k_1^2 + k_2^2}{m_\perp} + \frac{k_3^2}{m_L}\right) \qquad (I.7)$$

кўринишда ёзилади.

Кремний ва германийнинг валент зонасида $E(\vec{k})$ энергиянинг $\vec{k} = 0$ да уч карра айниган максимуми мавжуд. $E(\vec{k})$ функциянинг икки тармогида энергия ва тўлқин вектор орасидаги боғланиш

$$E_{1,2}(k) = -\frac{\hbar^2 k^2}{2m_0}\left[A \pm B_0\right] \qquad (I.8)$$

кўринишда бўлади. бинобарин, валент зонадаги ковакнинг массаси икки қийматга эга бўлади:

$$m_{p1} = \frac{m_0}{A - B_0}, m_{p2} = \frac{m_0}{A + B_0}. \qquad (I.9)$$

$m_{p1} > m_{p2}$ эканлиги кўриниб турибди. Шунинг учун 1 тармоқнинг m_{p1} массали коваклари огир коваклар. 2 тармоқнинг m_{p2} массали коваклари енгил коваклар дейилади.

Ковакларнинг учинчи тармогини

$$E(\vec{k}) = -E_{s0} - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_0} A \qquad (I.10)$$

қонуният аниқлайди, бундаги E_{s0} - спин-орбитал ўзаро таъсир оқибатида мазкур тармоқ бошининг пастга силжиши. Бу тармоқда эффектив масса $m_p = m_0 / A$ бўлади. m_0 вакуумдаги (бўшлиқдаги) эркин электрон массаси.

Қуйидаги жадвалда тажриба маълумоти келтирилган.

I- жадвал

Ярим ўтказгич	m_{11}/m_0	$m_\perp/m_0$	m_{p1}/m_0	m_{p2}/m_0	m_{p3}/m_0
Германий	1,58	0,082	0,34	0.04	0.07
Кремний	0,98	0,19	0,52	0,16	0,24

$A^{III}B^{V}$ турга мансуб бирикма ярим ўтказгичларда ўтказувчанлик ва валент зоналарининг бир хил энергияли сиртларини сферасимон сиртлар деб ҳисобласа бўлади, яъни бу ҳолда

$$E(\vec{k}) = E(0) - \frac{\hbar^2 k^2}{2m_n^*} \qquad (1.11)$$

бу ифодадаги m_n^* энергияга маълум даражада боғлиқ массадир.

Қуйидаги жадвалда 300 К $A^{III}B^{V}$ бирикмаларда эффектив массаларнинг тажрибавий қийматлари берилган.

2- жадвал

Ярим ўтказгичлар	InSb	InAs	GaSb	GaAs
m_n^*/m_0	0,012	0,025	0,047	0,07
m_p^*/m_0	0,5	0,3	0,39	0,5

Кўп ярим ўтказгичларда $E(\vec{k})$ нинг ўтказувчанлик зонасидаги минимумлари ва валент зонадаги максимумлари $\vec{k}$ нинг ҳар хил қийматларига тўғри келади. Бундай номослик кристалларнинг оптик хоссаларини аниқлашда муҳим ўрин тутади.

1.3. Ҳақиқий ярим ўтказгичлардаги нуқсонлар

Олдинги бандда қараб чиқилган энергия зоналари тузилишига эга бўлган ва уларда электронлар ўтказувчанлик зонасига фақат валент зонасидан ўтиши мумкин бўлган ярим ўтказгичлар хусусий ярим ўтказгичлар дейилади. Уларнинг ўтказувчанлигини хусусий электрик ўтказувчанлик деб аталган. Биз кўриб ўтган кристал идеал (мукаммал) кристал эди, унда атомлар (ионлар, молекулалар) қатъий тартибда жойлашган деб фараз қилинган эди. Аммо, ҳақиқий кристал панжарасида бир мунча турли табиатли нуқсонлар мавжуд бўлади. Улар асосий атомларнинг жойлашишидаги қатъий тартибнинг бузилишига, ва бинобарин, электронлар энергиялари спектрининг зонавий тузилишида ўзгаришлар пайдо бўлишига сабабчи бўлади.

Агар кристалдаги нуқсонлар миқдори кичик бўлса, бу ҳолда улар бир биридан анча узоқда жойлашган ва бир бири билан ўзаро таъсирлашмайдиган бўлади. Бундай нуқсонларни маҳаллий (локалланган) нуқсонлар дейилади. Нуқсонлар яқинида электронлар учун энергетик ҳолатлар (маҳаллий энергетик ҳолатлар) пайдо бўлади. Бир хил маҳаллий нуқсонлар яқинидаги бундай ҳолатлар ҳам

бир хил бўлади, табиий. Бу маҳаллий ҳолатларда турган электронлар боғланган, улар электрик ўтказувчанликда қатнашмайди (уларнинг сакрама ўтказувчанликда қатнашиши ҳолини бу ерда қарамаймиз). Демак, нуқсонларнинг ҳосил қилган энергетик сатҳлари ярим ўтказгич кристалнинг тақиқланган зонасида жойлашган бўлиши керак.

Ўтказувчанлик зонасига электронлар бера оладиган нуқсонлар донорлар дейилади, аксинча, валент зонадан электронни ўзига олиб, унда ковак ҳосил қиладиган нуқсонлар акцепторлар дейилади.

Ўтказувчанлик зонаси ёки валент зона яқинида жойлашган сатҳларни саёз сатхлар, тақиқланган зонанинг ўрта қисмида жойлашаган сатҳларни чукур сатхлар. ҳам донорлик, ҳам акцепторлик вазифасини ўтай оладиган сатҳларни амфотер сатхлар дейилади.

Агар кристалдаги нуқсонлар етарлича катта бўлса, қўшни нуқсонлар бир-бирига анча яқин ва улар орасида ўзаро таъсир бўлиши мумкин, бу ҳолда нуқсонлар сатҳлари парчаланиб, сатҳлар зонаси ҳосил бўлади, ундаги ҳолатлар энди кристалдаги барча нуқсонларга тегишли бўлиб қолади.

Кристалдаги нуқсонлар геометрик нуқтаи назардан нуқтавий, чизиғий, яссий(сиртий), ҳажмий бўлиши мумкин.

Нуқсонлар ўзлари мавжуд бўлган кристаллар асосида ясалган асбоблар хоссаларига муҳим таъсир кўрсатади.

I.4. Ярим ўтказгичларда киришмалар

Кристал панжарасидаги ёт атомлар (киришмалар) панжара нуқсонлари жумласига киради, аммо кристал хоссаларини (хусусан, электрик хоссаларини) аниқлашда улар ниҳоятда муҳим бўлганлиги сабабидан киришмалар тўғрисида алоҳида тўхталамиз.

Ўзбек тилидаги дастлабки ва баъзи кейинги адабиётда ярим ўтказгичлардаги аралашмалар ҳақида гапирилади. Кимё ва физикада аралашма термини икки модданинг таққосланарли миқдорлардаги аралашувини назарда тутади. «Киришма» термини асосий моддага нисбатан оз миқдорда ва унинг тузилишини тубдан ўзгартирмайдиган қўшимчаларни назарда тутади.

Киришмалар ўзининг тутган ўрни ва бажарадиган вазифаларга қараб бир неча турларга бўлинади.

Киришма атомлар кристал панжарасида ёки тугунлардаги асосий атомлар ўрнига ўтириб олади (бундай киришма атомлар [redacted] ўринбосар қаттиқ эритма дейилади). ёки улар тугунлар

орасига жойлашиб олади (бундай киришмаларни <u>суқилиш қаттиқ эритма</u> дейилади). Бу икки ҳолни икки омил геометрик ва электрокимёвий омиллар аниқлайди. Ўринбосар киришмалар ҳосил бўлиши учун киришма атом радиусининг асосий атом радиусидан фарқи 15% дан ошмаслиги керак. Яна бир шарт шуки, асосий ва киришма атомлар электрокимёвий жиҳатдан ўхшаш бўлиши зарур, киришма атомнинг сиртқи (валент) қобиғидаги электронлар сони асосий атом сиртқи қобиғи электронлари сонига тенг ёки яқин (±1) бўлиши керак. Суқилиш киришмалари ҳосил бўлиши учун киришма атом радиусининг асосий атом радиусига нисбати 0,59 дан кичик бўлиши керак . Миқдорий шартлар тажриба йўли билан топилган шартлардир.

Ҳар бир киришма атом ўзи турган жойда маҳаллий сатҳлар ҳосил қилади. Бу сатҳлар киришмалар зичлиги унча катта бўлмаганда тақиқланган зонада жойлашган бўлади.

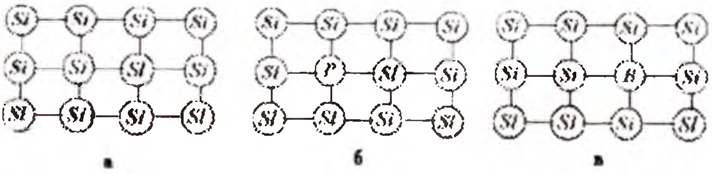
Ярим ўтказгич моддалар кўп босқичли тозалаш усуллари натижасида олинади. Бундан кейин ҳам уларда қолдиқ киришмалар қолади. бу киришмалар таркиби ва миқдорини аниқлаб олиш муҳим ишдир. Аммо, энг муҳими бирор мақсадда тегишлича танлаб олиб назорат қилинадиган миқдорда мазкур ярим ўтказгичга киритиладиган киришмалар ярим ўтказгичлар электроникасида алоҳида аҳамиятга эгадир.

<u>Саёз сатҳлар ҳосил қилувчи киришмалар</u>. Ўтказувчанлик зонаси ёки валент зонага яқин жойлашган саёз сатҳлар ҳосил қилувчи киришмалар эркин заряд ташувчилар миқдорини ошириш имконини яратиб, ярим ўтказгичнинг электрик ўтказувчанлигини бевосита ўзгартириши мумкин.

Энг кўп қўлланиладиган кремний кристаллини олайлик. Маълумки, кремний панжарасида ҳар бир атомнинг 4 та энг яқин қўшниси бўлиб, улар билан 4 та валент электрон воситасида ковалент боғланган (бунда ҳар бир қўшни атом мазкур атом билан боғланишга биттадан валент электрон ажратган), яъни икки қўшни атом бир бири билан икки электрон воситасида боғланган (1.4 а расм). Ковалент боғланишда иккитадан ортиқ электрон бўлмайди. Агар шу панжарага 5 валентли фосфор атоми киритилса, у кремний атоми ўрнига жойлашади (1.4,б расм). Фосфорнинг 4 валент электрони 4 та қўшни кремний атомлари билан ковалент боғланишни таъминлайди, 5 электрон эса ўз атоми билан кучсиз боғланишда бўлади, унинг тақиқланган зонадаги энергетик [illegible]

NAMANGAN DAVLAT UNIVERSITETI Axborot-resurs markazi
3030
... Davlat universiteti ... kutubxonasi

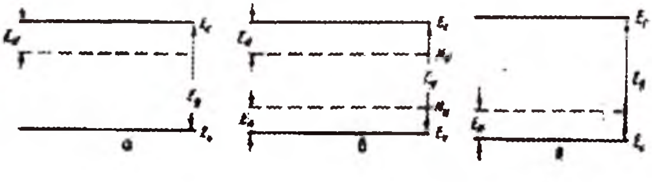
зонасига яқин жойлашган. Агар бу электронга кичкина E_d энергия берилса, ўз атомидан ажралиб эркин электронга айланади, яъни (энергиялар диаграммасида) ўтказувчанлик зонасига ўтиб олади. Бунинг учун хона температурасидаги зарранинг ўртача иссиқлик энергияси (~кТ) кифоядир.



1.4-расм. а-киришмасиз кремний панжараси;
б-фосфор киритилган кремний панжараси;
в-бор киритилган кремний панжараси.

Тугундаги фосфор атоми қўзғалмас мусбат ионга айланади. Ўтказувчанлик зонасига электрон бера оладиган киришма атоми донор, у ҳосил қилган E_d сатҳ <u>донор сатҳ</u> дейилади. Етарлича миқдорда донор киришма киритилган (ва ўтказувчанлик электронлари тоза кристалдагидан кўп бўлган) ярим ўтказгич <u>электрон ўтказувчанликли</u> ёки қисқача <u>n-тур ярим ўтказгич</u> дейилади (1.5,а-расм). Фосфор киришмали кремний ана шундай ярим ўтказгичдир.

Агар кремний кристалига бор (В) атомлари киритилса, улар кремний атомлар ўрнига тугунларга жойлашиб олади (1.5,в-расм).



1.5-расм. а-n-тур ярим ўтказгич, в-р-ярим ўтказгич,
б-компенсирланган ярим ўтказгич.

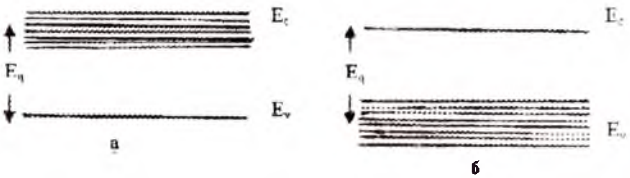
Бор (В) атоми уч валентли бўлганлиги учун унинг 4 та қўшни кремний атоми билан ковалент боғланиш ҳосил қилишга бир электрон етишмайди. Бу электронни бор (В) атоми кремний атомлари орасидаги боғланишдан (валент зонадан) тортиб олиши мумкин. Бунинг учун унча катта бўлмаган E_a энергия керак бўлади. E_a энергия ҳам хона температурасидаги ўртача иссиқлик энергияси

kT тартибдадир. Бор атоми яқинидаги бу сатҳ валент зона яқинида жойлашган. Валент зонадаги электронни ўзига бириктириб оладиган, бинобарин, бу зонада ковак ҳосил қиладиган киришма акцептор, у ҳосил қилган E_a энергияли сатҳни акцептор сатҳ дейилади. Етарли миқдорда акцептор киришма киритилган ва валент зонада тоза кристаллдагидан кўп коваклари бўлган ярим ўтказгични ковак ўтказувчанликли ёки, қисқача, р-тур ярим ўтказгич дейилади (I.5,в расм). Бор (В) киришмали кремний ана шундай ярим ўтказгичдир.

Агар ярим ўтказгичга ҳам донор, ҳам акцептор киришмалар киритилган бўлса, донор сатҳдаги электронлар акцептор сатҳларга тушади. Агар донорларнинг зичлиги N_d акцепторлар зичлиги N_a дан катта бўлса ($N_d > N_a$), барча акцептор ҳолатларни электронлар тўлдиради, донор сатҳларда N_d-N_a электрон қолади, ярим ўтказгичнинг электрон ўтказувчанлиги камаяди. Аксинча, $N_d < N_a$ бўлса, акцептор сатҳлар қисман тўлдирилиб, уларнинг валент зонадан электронларни тортиб олиш имконияти камаяди, донор сатҳлар ионлашиб, ўтказувчанлик зонасига электронлар бера олмайди. Бундай ярим ўтказгичлар компенсирланган ярим ўтказгичлар дейилади (I.5,б расм). Компенсирланиш ҳодисаси саёз ва чуқур сатҳлар мавжуд бўлганида ҳам содир бўлади. Яна шуни айтиш керакки, $N_d \approx N_a$ бўлганида ўта компенсирланиш юз бериб ўтказувчанлик бир неча тартибга камайиб кетиши мумкин.

Юқорида айтилганлар унча катта зичликка эга бўлмаган киришмалари бўлган ярим ўтказгичларга тегишлидир. Агар киришма атомлар зичлиги етарлича катта бўлса (кучли легирланган ёки айниган ярим ўтказгич), киришма атомлар ўзаро таъсирлашиши оқибатида электронлар энергиясининг киришмавий зонаси ҳосил бўлиши мумкин. Масалан, кремнийда киришма зичлиги $N_k \approx 10^{19}$см$^{-3}$ бўлганида киришмавий зона пайдо бўлади. Киришма зичлиги критик N_k қийматта эришганда киришмавий зона ҳосил бўлиб, киришма зичлиги орта борганда бу зона ярим ўтказгичнинг рухсат этилган зоналаридан бирига туташади ва кейинчалик унинг ичига киради (I.6 расм).

Чуқур сатҳлар ҳосил қилувчи киришмалар. Ярим ўтказгичга киритиладиган киришмаларнинг кўпчилиги тақиқланган зонанинг ўрта қисмида, ўтказувчанлик зонаси ва валент зонадан узоқда электронлар дейилади.



1.6 расм. а айниган n тур ярим ўтказгич;
б айниган p тур ярим ўтказгич.

Чуқур сатҳлар ё донорлик, ё акцепторлик хоссаларига эга бўлади. Баъзи киришмалар бир неча сатҳлар ҳосил қилиши, уларнинг бирлари донор бўлса, бошқалари акцептор бўлиши мумкин. Бундай киришмаларни амфотер киришмалар дейилади. Чуқур сатҳнинг қандай хоссага эга бўлишлиги, унинг вазияти киришма атомининг зарядий ҳолатига ва унинг электрик манфийлигининг асосий атомникидан катта ёки кичик бўлишига боғлиқдир. Мазкур киришмаларнинг атомлари фақат тугунларда эмас, балки тугунлар орасида ҳам жойлашиб олиши мумкин. Уларнинг муайян бир қисми электрик жиҳатдан фаол бўлса, бошқа қисми эса электрик жиҳатдан нофаол бўлади.

Чуқур сатҳлар ярим ўтказгичларда электронлар ўтишлари билан боғлиқ бўлган жуда кўп ва хилма хил жараёнларда муҳим ўрин тутади, улар ярим ўтказгичли асбобларнинг иш имкониятларини белгилаб беради.

Чуқур сатҳлар ҳосил қилувчи манбалар бўлиб муайян хоссали киришмалар, киришма атомларнинг панжаранинг бошқа нуқсонлари билан бирлашмалари, айниқса кристаллдаги кислород ва углерод билан нуқсонларнинг бирлашмалари ҳисобланади.

Кремнийда чуқур сатҳлар ҳосил қиладиган ўнлаб киришмалар яхши ўрганилган. Масалан, кремнийга киритилган олтингугурт (S) атоми вакансия (V) билан бирлашиб S+V комплекс пайдо қилади, у эса E_c 0,5 эВ энергияли чуқур сатҳ ҳосил қилади. Кислороднинг вакансия билан бирлашуви O+V (А марказ) кремнийда E_c 0,16 эВ энергияли сатҳ ҳосил қилади. Термоишлов баъзи чуқур сатҳларни пайдо қилади ва баъзиларини ғойиб қилади.

Чуқур сатҳларнинг энергиясини, уларнинг электрон ва ковакларни ушлаб олиш кесимларини, зарядий ҳолатини билиш зарур.

Ярим ўтказгичлардаги чуқур сатҳлар қандай вазифаларни бажаради?

Улар рекомбинацион марказлар ва ёпишиш сатҳлари бўлиб хизмат қилиши мумкин.

Чуқур сатҳлар ёруғликни киришмавий ютиш, яъни фотоўтказувчанлик ҳодисасида масъул ўрин тутади, ҳамда ярим ўтказгичли асбобларнинг ишлаш соҳаларини аниқлашда кўп жиҳатдан ҳал қилувчи омил бўлади.

Чуқур сатҳларни тадқиқлашнинг бир неча усуллари (ёруғликни ютиш спектрларини ўрганиш, туннел спектроскопияси, сиғим спектроскопияси, электрон – парамагнетик резонанс ва бошқа усуллар) мавжуд.

1.5. Ярим ўтказгичларда электронлар ва коваклар статистикаси

Квант статистикасининг кўрсатишича, бир квант ҳолатга импульслар фазосида h^3 ҳажм тўғри келади, уни <u>квант фазавий катак (ячейка)</u> дейилади.

Изотроп ярим ўтказгичда ўтказувчанлик зонасидаги электрон энергияси E ва импулси p орасидаги боғланиш $E=p^2/2m^*$, бунда m^* скаляр эффектив масса. Бу ҳолда dp импулс оралигидаги электронлар ҳолатлари сони:

$$2\frac{4\pi p^2 dp}{h^3} = g(p)dp\ , \tag{1.12}$$

мос равишда, dE энергия оралиғидаги ҳолатлар сони:

$$4\pi\left(\frac{2m_n^*}{h^2}\right)^{3/2}\sqrt{E}\,dE = g(E)dE\ . \tag{1.13}$$

Бундаги

$$g(E) = 4\pi\left(2m_n^*/h^2\right)^{3/2}\sqrt{E} \tag{1.14}$$

катталикни <u>ҳолатлар зичлиги</u> дейилади.

Худди шу йўсинда валент зонасида ковакларнинг квант ҳолатлари зичлиги

$$g(E')=4\pi\left(2m_p^*/h^2\right)^{3/2}\sqrt{E'}\,dE' \qquad (I.15)$$

бўлади, бунда E' энергия валент зона шипидан пастга томон ҳисоб қилинган.

Ферми Дирак квант статистикасига асосан, электроннинг T температурада E энергияли ҳолатда бўлиши эҳтимоллигини ушбу

$$f_0(E,T)=\left[1+\exp\frac{E-E_F}{kT}\right]^{-1} \qquad (I.16)$$

Ферми тақсимоти функцияси ифодалайди, бундаги E_F Ферми сатҳи деб аталадиган статистик параметр, уни текширилаётган намунанинг электронейтраллик шарти асосида топилади. Агар ўтказувчанлик зонасидаги электронлар зичлиги етарлича кам бўлса (айнимаган электронлар гази), $\exp(E_F/kT)>>1$ тенгсизлик ўринли бўлади ва бунда (I.16) ифода содда

$$f_0(E,T)\approx\exp\left(\frac{E_F-E}{kT}\right) \qquad (I.17)$$

ифодага айланади. Бу эса классик физиканинг Максвелл Больцман тақсимот функциясидир.

Ковакнинг T температурада E' энегияли ҳолатда бўлиши эҳтимоллиги (шу ҳолатда электроннинг бўлмаслиги эҳтимоллиги) қуйидагича ифодаланади:

$$f_0(E',T)=\left[1+\exp(\frac{E_F+E_g-E'}{kT})\right]^{-1}. \qquad (I.18)$$

Айнимаган коваклар гази ҳолида

$$f_0(E',T)\approx\exp\left(\frac{E'-E_F-E_g}{kT}\right). \qquad (I.19)$$

Энди ўтказувчанлик электронлари ва коваклари зичлигини ҳисоблаймиз.

Ўтказувчанлик зонасида E энергия сатҳи яқинида кичкина dE энергия оралигидаги электронлар ҳолатлари сони (I.13) ифода

орқали берилган: $g(E)dE$. Шу энергия ҳолатларининг ҳар бирида электроннинг бўлиш эҳтимоллиги $f_0(E,T)$ бўлганлигидан dE энергия оралигидаги электронлар сони $dn(E)=f_0(E,T)g(E)dE$ бўлади. Бу ифодани бутун ўтказувчанлик зонаси бўйича олинган интеграл

$$n_0 = \int f_0(E,T)g(E)dE \qquad (1.20)$$

шу зонадаги электронлар зичлигини ифодалайди. Агар $E_c=0$ деб олинса, f_0 нинг E ортиши билан тез камайиши эътиборга олиниб, юқори чегара ∞ деб олинса, электронларнинг мувозанатий зичлиги:

$$n_0 = 4\pi\left(2m_n^* \;/\; h^2\right)^{3/2}\int_0^\infty \frac{\sqrt{E}}{1+\exp\left(\frac{E-E_F}{kT}\right)}dE \qquad (1.21)$$

Энди

$$N_c = 2\left(\frac{2\pi m_n^* kT}{h^2}\right)^{3/2}, \quad \Phi_{1/2}(E_F^*) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^\infty \frac{x^{1/2}dx}{1+\exp(x-E_F^*)} \qquad (1.22)$$

белгилашлар киритсак,

$$n_0 = N_c \Phi_{1/2}(E_F^*), \qquad (1.23)$$

бунда $E_F^* = E_F/kT$, $x = E/kT$.

Худди шундай йўл билан валент зонадаги ковакларнинг p_0 мувозанатий зичлиги ифодасини ҳосил қиламиз.

$$p_0 = \int_0^\infty f_{0p}(E')g(E')dE' \qquad (1.24)$$

ёки

$$p_0 = N_V \Phi_{1/2}(-E_g^* - E_F^*), \qquad (1.25)$$

бунда

$$N_V = 2\left(\frac{2\pi m_p^* kT}{h^2}\right)^{3/2}, \quad \Phi_{1/2}\left(-E_g^* - E_F^*\right) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\infty}\frac{x^{\cdot} dx^{\cdot}}{1+\exp\left(x^{\cdot} + E_g^* + E_F^*\right)}, \tag{1.26}$$

шунингдек, $x^{\cdot} = E/kT$, $E^*_g = E_g/kT$.

Ўтказувчанлик электронлари ва ковaклари зичлиги етарлича кичик бўлган холларда, яъни $\exp(E_F/kT) >> 1$ бўлганда:

$$\Phi_{1/2}(E_F^*) = \exp(E_F/kT), \quad \Phi_{1/2}(-E_g^* - E_F^*) =$$

$$\exp\left(-(E_g + E_F)/kT\right) \tag{1.27}$$

Демак,

$$n_0 = N_c \exp(E_F/kT), \tag{1.28}$$

$$p_0 = N_V \exp\left[-\left(E_g + E_F\right)/kT\right]. \tag{1.29}$$

Бу ифодалар айнимаган ярим ўтказгичда ўтказувчанлик электронлари ва ковaклари зичликларини аниқлайди. Уларнинг кўпайтмаси

$$n_0 p_0 = N_c N_v \exp\left(-E_g/kT\right) = n_i^2 \tag{1.30}$$

хусусий ярим ўтказгичдаги электронлар ва ковaклар зичлиги n_i нинг квадратига тенг.

Айниган ярим ўтказгичда ё электронлар, ёки ковaклар зичлиги етарлича катта бўлади. n тур ярим ўтказгичда эркин электронлар газининг айниганлик шарти E_F Ферми сатҳининг ўтказувчанлик зонасида бўлишлигидир, яъни

$\exp(E_F/kT) < 1$, демак $E_F > 0$.

p тур ярим ўтказгичда ковaклар газининг айниганлик шарти E_F нинг валент зонада бўлишлигидир, яъни

$\exp[(E_g + E_F)] < 1$, демак, $E_F < E_g$.

n тур айниган ярим ўтказгич учун тақрибий ҳисоблаш натижаси:

$$n_0 = \frac{4}{3\sqrt{\pi}}\left(E_F/kT\right)^{3/2} \tag{1.31}$$

Юқорида келтирилган ҳисоблашлар изотроп (сферик энергия зоналарига эга бўлган), яъни $E = p^2/2m^*$ ифода ўринли бўлган ярим ўтказгичлар учун бажарилади. Аммо, энергия зоналари сферик бўлмаган баъзи ҳолларда ҳам юқоридаги ифодаларни мослаштириб фойдаланиш мумкин. Масалан, эллипсоидал зоналар, яъни

$$E(p) = \frac{p_1^2}{2m_1} + \frac{p_2^2}{2m_2} + \frac{p_3^2}{2m_3} \qquad (1.32)$$

ҳоли учун m_n^* эффектив масса ўрнига(1.13) ифодада

$$m_{nd}^* = \nu^{2/3}(m_1 m_2 m_3)^{1/3} \qquad (1.33)$$

кўринишдаги ҳолатлар зичлигининг эффектив массасини ёзиш керак, бунда ν эквивалент минимумлар сони (кремний учун ν=6, $m_1=m_2=m_\perp$, $m_3=m_\parallel$).

1.5.1. Хусусий ярим ўтказгичларда электрон ва коваклар зичлиги

Мувозанат шароитида ҳар қандай ярим ўтказгич электрик жиҳатдан нейтрал бўлиши керак, яъни барча мусбат зарядлар йиғиндиси барча манфий зарядлар йиғиндисига тенг бўлиши керак. Бу шартдан Ферми сатҳи аниқланади.

Хусусий ярим ўтказгичда ўтказувчанлик зонасидаги электронлар сони валент зонадаги коваклар сонига тенг. Бу ҳолда электронейтраллик шарти

$$-en_0 + ep_0 = 0 \quad ёки \quad n_0 = p_0 = n_i \qquad (1.34)$$

унга кўра:

$$N_c \Phi_{1/2}(E_F/kT) = N_v \Phi_{1/2}\left[-(E_g + E_F)/kT\right]. \qquad (1.35)$$

Хусусий ярим ўтказгичлар айнимаган бўлади, шунинг учун (1.35) ифода

$$N_c \exp(-E_F/kT) = N_v \exp\left[-(E_g + E_F)/kT\right] \qquad (1.36)$$

кўринишини олади ва ундан E_F осон топилади:

$$E_F = -\frac{E_g}{2} + \frac{3}{4}kT\ln(m_p^*/m_n^*). \qquad (1.37)$$

(1.28) ва (1.29) ифодалардан:

$$n_0 = p_0 = n_i = \sqrt{N_c N_v}\exp(-E_g/2kT) = 2\left(\frac{2\pi\sqrt{m_p^* m_n^*}kT}{h^2}\right)^{3/2}$$

$$\exp(-E_g/2kT). \qquad (1.38)$$

(1.37)ва (1.38) ифодалардан келиб чиқадиган асосий хулосалар:

1) T=0 К да хусусий ярим ўтказгичда $E_F(0)=-E_g/2$, яъни Ферми сатҳи тақиқланган зонанинг қоқ ўртасида ётади;

2) Хусусий ярим ўтказгичда ўтказувчанлик электронлари ва ковакларн зичлиги тақиқланган зона кенглиги E_g га ва T температурага кучли боғланган. E_g катта бўлганда n_i кичик бўлади ва аксинча. Температура ошиб борган сайин $n_i(T)$ жуда тез (экспоненциал) ортиб боради.

3) Олдин келтирилган (1.30) муносабат ҳар қандай айнимаган ярим ўтказгич учун тўғридир.

1.5.2 Киришмали айнимаган ярим ўтказгичда электронлар ва коваклар зичлиги

Киришмали ярим ўтказгичларда харакатчан зарядли зарралар электронлар ва ковакларлан бошқа яна зарядли киришмалар мусбат зарядли донор ва манфий зарядли акцептор кўзғалмас ионлари мавжуд бўлади. Электронейтраллик тенгламасида барча ҳолатларда электрон ва ковакнинг бўлиш эҳтимоллигини билиш зарур. E_d донор сатҳда электроннинг бўлиш эҳтимоллиги:

$$f_{nd} = \left[1 + (1/\ 2)\exp\left[-(E_d + E_F)/kT\right]\right]^{-1}, \tag{1.39}$$

ковакнинг бўлиш эҳтимоллиги:

$$f_{pd} = \left[1 + 2\exp(E_F + E_d)\right]^{-1}. \tag{1.40}$$

E_a акцептор сатҳда электроннинг бўлиш эҳтимоллиги:

$$f_{na} = \left[1 + (1/\ 2)\exp(E_a - E_g - E_F)/kT\right]^{-1}, \tag{1.41}$$

ковакнинг бўлиш эҳтимоллиги:

$$f_{pa} = \left[1 + (1/\ 2)\exp\left(E_g + E_F - E_a\right)/kT\right]^{-1}. \tag{1.42}$$

Бу ифодалардаги $E_d>0$ ва $E_a>0$, мос равишда, донор ва акцепторларнинг ионланиш энергияси.

Донор ва акцептор сатҳлардаги электронлар ва коваклар зичликлари:

$$n_f = f_{nd}N_d,\ \ p_d = f_{pd}N_d,\ \ n_a = f_{na}N_a,\ \ p_a = f_{pa}N_a\ . \tag{1.43}$$

бунда N_d ва N_a ярим ўтказгичга киритилган донорлар ва акцепторлар зичлиги.

Донор киришмали (n тур) айнимаган ярим ўтказгич учун электронлар зичлиги ифодаларини ҳосил қилайлик. Бу ҳолда электронейтраллик шарти:

$$n_0 = p_0 + p_d \quad ёки \quad n_0 = n_i^2 /\ n_0 + p_d \tag{1.44}$$

Бу тенглама E_F/kT га нисбатан куб тенглама бўлиб, унинг умумий ечими йўқдир. Шунинг учун унинг паст ва юқори температуралардаги ечимлари олинади ва таҳлил қилинади.

1. Паст температуралар соҳасида ва $E_d \ll E_g$ бўлганлиги сабабидан ўтказувчанлик зонасига донор атомлардан ўтган электронлар сони унга валент зонадан ўтган электронлар сонидан кўп марта ортиқ бўлади, бинобарин, $p_0 \ll n_0$, p_d. Демак, (1.44) да p_0 ни ташлаб юборсак,

$$n_0 = p_d \tag{1.44'}$$

деб ёзиш мумкин. n_0 ва p_d нинг юқорида келтирилган ифодаларини қўйиб, ҳосил бўлган тенгламани ечсак,

$$\exp(E_F / kT) = \frac{1}{4}\left(\sqrt{1+8\left(\frac{N_d}{N_c}\right)\exp\left(\frac{E_d}{kT}\right)}-1\right)\exp\left(-\frac{E_d}{kT}\right). \tag{1.45}$$

Икки чегаравий ҳол бўлиши мумкин.

а) $8(N_d / N_c)\exp(E_d/kT) \gg 1$ тенгсизлик бажариладиган ҳол. Бунда

$$\exp(E_F/kT) \cong \sqrt{N_d/2N_c}\exp(-E_d/2kT) \tag{1.46}$$

ва

$$E_F = (kT/2)\ln(N_d/2N_c) - E_d/2. \tag{1.47}$$

Демак, ўтказувчанлик электронлари зичлиги

$$n_0 = N_c \exp\frac{E_F}{kT} = \sqrt{N_d N_c/2}\exp(-E_d/2kT). \tag{1.48}$$

Бу ҳолда электроннинг донор сатҳлардан ўтказувчанлик зонасига ўтиши E_d ва температура T га муҳим даражада боғлиқ. (Бу соҳани киришманинг ионланиш соҳаси дейилади).

б) $8(N_d/N_c)\exp(E_d/kT) \ll 1$ тенгсизлик бажариладиган ҳол. Бунда

$$\exp(E_F/kT) = N_d/N_c, \tag{1.49}$$

$$n_0 = N_d = const. \tag{1.50}$$

Кўриниб турибдики, бу ҳолда киришма тўла ионланган (ҳамма электронларини ўтказувчанлик зонасига бериб бўлган). Бу электронлар зичлиги ўзгармас қоладиган соҳадир.

Температуранинг янада кўтарила бориши валент зонадан ўтказувчанлик зонасига ўтаётган электронлар сонининг тез ошиб боришига олиб келади.

2. Юқори температуралар соҳасида (киришмалар тўла ионлашиб бўлгандан сўнг) юқоридаги (1.44) тенгламада $p_d = N_d$ бўлади, бинобарин, у $n_0 = \frac{n_i^2}{n_0} + N_d$ кўринишда ёзилади. Бу тенгламанинг ечими содда:

$$n_0 = \frac{1}{2}\left[1 + \sqrt{1 + (2n_i / N_d)^2}\right] N_d \quad (1.51)$$

Бу ҳолда

$$\exp(E_F / kT) = \frac{N_d}{2N_c}\left[1 + \sqrt{1 + (2n_i / N_d)^2}\right] \quad (1.52)$$

а) $(2n_i / N_d)^2 << 1$ чегаравий ҳолда:

$$n_0 = N_d; \quad \exp(E_F / kT) = N_d / N_c \quad (1.53)$$

Бу олдин кўрилган ҳолга тўғри келади.

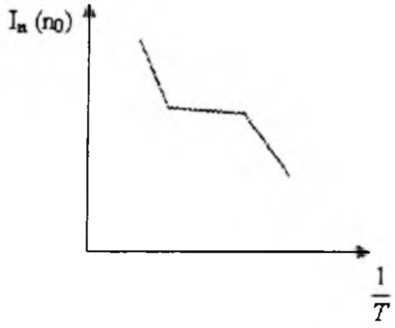
б) $(2n_i / N_d)^2 >> 1$ чегаравий ҳолда:

$$n_0 = n_i \quad (1.54)$$

$$\exp(E_F / kT) = n_i / N_c \quad (1.55)$$

Демак, а) ҳолда n тур ярим ўтказгичда электронлар зичлиги $n_0=N_d$ (ўзгармас) бўлган киришмавий ўтказувчанликка эга, б) ҳолда эса. $n_0=p_0=n_i$ бўлади, яъни хусусий ўтказувчанлик киришмавий ўтказувчанликдан анча катта бўлади, ярим ўтказгич хусусий ярим ўтказгичдек бўлиб қолади.

Қуйида n тур киришмали ярим ўтказгичда электронлар зичлиги ўзгариши графиги тасвирланган.



1.7. расм. n тур ярим ўтказгичда ўтказувчанлик электронлари зичлиги.

Компенсирланган ва бошқа ярим ўтказгичларда заряд ташувчилар зичлиги ҳақидаги маълумотни махсус ўқув қўлланмалардан олиш мумкин.

1.6. Ярим ўтказгичларда электронлар ва ковакларнинг дрейфи ва диффузияси

Эркин электронлар ва коваклар ташқи таъсирлар остида йўналган ҳаракат қилади. Бунда ташқи таъсир кучларидан ташқари заряд ташувчилар ҳаракатига қаршилик кўрсатувчи ички кучлар - кристал панжараси атомлари (ионлари), киришмалар атомлари (ионлари) ва турли нуқсонлар билан тўқнашишлар ҳам мавжуд бўлади. Бу омиллар ярим ўтказгичда заряд ташувчиларнинг ўртача дрейф тезлигини, бошқача айтганда уларнинг ҳаракатчанлигини тақозо қилади.

1.6.1. Заряд ташувчиларнинг кристал панжарасидаги ҳаракатчанлиги

Ом қонунини ифодалайдиган ток зичлиги ифодасини чиқарайлик. Унинг учун доимий ток ўтаётган қисмига қўйилаётган кучланишни V, у ҳосил қилган электрик майдон кучланганлигини $\mathcal{E}$, ўтказгич узунлигини ℓ, кесимини S, ундаги эркин электронлар зичлигини n_0 деб белгиласак, бу ҳолда мазкур ўтказгичдан ўтаётган ток (бирлик вақтда ўтаётган заряд миқдори):

$$I = en_0 \upsilon_d S\,, \qquad (1.56)$$

ток зичлиги эса

$$j = en_0 \upsilon_d \qquad (1.57)$$

бўлади, бунда υ_d электрик ток йўналишида электронларнинг йўналган ҳаракати (дрейф) тезлиги бўлиб, у электрик майдон кучланганлигига мутаносибдир, яъни

$$\upsilon_d = \mu \mathcal{E}\,. \qquad (1.58)$$

Бу ифодадаги μ ҳаракатчанликнинг ифодасини келтириб чиқарилган:

$$\mu = \frac{e\langle\tau\rangle}{m}. \qquad (1.59)$$

бунда m электроннинг массаси (кристалда электрон массасини $m=m^*$ эффектив массаси ифодалашини эсда тутайлик), e элементар заряд, $\langle\tau\rangle$ электроннинг икки тўқнашиши орасида ўтадиган ўртача вақт (ўртача эркин югуриш вақти, релаксация вақти). Ярим ўтказгичда электрон ва ковакнинг ҳаракатчанликлари:

$$\mu_n = \frac{e\langle\tau_n\rangle}{m_n^*}, \quad \mu_p = \frac{e\langle\tau_p\rangle}{m_p^*}. \qquad (1.60)$$

Демак, заряд ташувчилар ҳаракатчанлигининг нималарга боғлиқ эканлигини аниқлаш учун $<\tau>$ ни турли тўқнашиш механизмлари учун ҳисоблаш зарур.

I.6.2. Электронларнинг кристал панжараси тебранишлари ва нуқсонлари билан тўқнашишлари. Релаксация вақти ва унинг ўртача қиймати

Кинетик ҳодисаларни тадқиқлашда асосий вазифани бажарадиган номувозанатий тақсимот функциясини аниқлашда заряд ташувчиларнинг кристал панжараси билан тўқнашишлари (бошқача айтганда уларнинг сочилиши) муҳим ўрин тутади. Агар заряд ташувчиларга таъсир этаётган ташқи кучларни (электрик ва магнитик майдонлар, температура градиенти, кристалга тушаётган электромагнитик нурланиш ва ҳоказо таъсирларни) тартибли ҳаракатга келтирувчи кучлар эканлигини эътиборга олсак, заряд ташувчиларга панжара нуқсонларининг таъсири тартибли ҳаракатни бузувчи, унга халақит берувчи кучлар бўлади. Бу ташқи ва ички кучларнинг бир вақтдаги таъсири заряд ташувчиларнинг қандайдир суръатда тартибли ҳаракатини кинетик ҳодисаларни юзага келтиради. Қуйида заряд ташувчилар дуч келадиган тўқнашишлар хилларида қисқача тўхталамиз.

1. Заряд ташувчиларнинг кристал панжараси тебранишлари билан тўқнашишлари

Агар кристал панжарасида атомлар мутлақ даврий жойлашганида эди, унинг ичидаги мутлақ даврий электрик майдонда электрон тўқнашишсиз (сочилишсиз) ҳаракат қилган бўларди. Аммо, ҳақиқий кристалда электрик майдон даврийлиги турли сабабларга кўра бирмунча бузилади. Масалан, тебранаётган атомлар ўз мувозанатидан силжийди, уларнинг қатъий тартибда жойлашиши бузилади. Шуни таъкидлаш керакки, бу даврийликдан четлашиш амплитудаси панжара доимийсининг бир неча фоизини ташкил этади, шунинг учун уни кичкина ғалаён деб ҳисобланади ва бу ҳолда ғалаёнлар назарияси қўлланилади, биз бу ерда ҳисоблашлар тафсилотини келтирмаймиз, аммо уларга тегишли асосий мазмунни айтиб ўтамиз.

Ўтказувчанлик электрони кристал панжараси билан ўзаро таъсирлашганда у билан энергия ва импульс алмашади. Бу жараёнда электрон томонидан кристал панжараси энергиясининг бир кванти олинади (ютилади), ёки бир квант энергия панжарага берилади (чиқарилади).

Бу энергия квантига ва унга мос импульс квантига эга бўлган квазизаррани фонон дейилиши маълум. Демак, электроннинг кристал атомлари тебранишлари билан ўзаро таъсири фонон ютилиш ёки фонон чиқариш кўринишида бўлади деб қаралади.

Квант ўтишлар назарияси заминида электроннинг кристал панжараси тебранишларида сочилиб, $\vec{k}$ тўлқин векторининг ўзгариши эҳтимоллиги W($\vec{k}$, $\vec{k}$) топилади, сўнгра уннинг релаксация вақти (ўртача эркин югуриш вақти)ни ҳисоблашга тадбиқ этилади.

а) акустик тебранишларда электроннинг сочилиш ҳолида релаксация вақти

$$\tau_{ak} = \frac{9\pi}{4\sqrt{2}} \frac{M\upsilon_0^2\hbar^4}{c^2m^*kTV_0\sqrt{m^*}\sqrt{E}} \qquad (I.61)$$

бўлишлиги ҳисобланган, бунда М элементар катак массаси, V_0 – уннинг ҳажми, с ёруғликнинг тезлиги, υ_0 кристалда товуш тезлиги, m^* эффектив масса, Е электрон энергияси.

б) оптик тебранишларда электрон сочилиши икки чеиравий ҳолда қаралади.

1) Юқори температуралар (kT>>$\hbar\omega_0$, ω_0 оптик тебранишлар такрорийлиги) соҳасида оптик тебранишларда сочилиш релаксация вақти учун

$$\tau'_{on} = \frac{\hbar^2\varepsilon^*}{\sqrt{2m^*ekT}}\sqrt{E} \qquad (I.62)$$

ифода олинган, бунда ε^* эффектив диэлектрик сингдирувчанлик

2) Паст температуралар (kT>>$\hbar\omega_0$) соҳасида электроннинг оптик тебранишлари сочилиши учун

$$\tau'_{on} = \frac{3}{\sqrt{2}} \frac{\hbar\varepsilon^* \exp\left(\hbar\omega_0 / kT\right)}{e^2\sqrt{m^*\hbar\omega_0}} \qquad (I.63)$$

ифода ҳосил қилинган.

2. Заряд ташувчиларнинг киришмалар ионларида, нейтрал атомларида ва бошқа нуқсонларда сочилиши

а) Киришма ионларида электрон сочилишини классик механика заминида текширилади. Бунда α-заррачаларнинг атомлар ядросида сочилиши учун чиқарилган Резерфорд ифодасидан

фойдаланилган, у кристаллдаги киришма ионларида сочилишни муваффаққиятли мувофиқлаштирилган. Электрон ионга муайян масофа қадар яқинлашганда у ион томонидан тортилади (мусбат ион), ёки итарилади (манфий ион). Иккала ҳолда ҳам электрон ўзининг тўғри чизикли йўлидан оғади ва гипербола бўйича ҳаракатланади. Бу ҳол учун Вейсконф Конуэлл ифодаси олирган:

$$\tau_n = \frac{\varepsilon^{*2} m^2 \upsilon^3}{2\pi n_i e^4}\left\{\ln\left[1+\left(\frac{\varepsilon^* m \upsilon^2}{2e^3\sqrt{n_i}}\right)^{2}\right]\right\}^{-1}, \qquad (I.64)$$

бунда υ электрон тезлиги, n_i киришма ионлар зичлиги.

б) Киришманинг нейтрал атомлари ҳам электронлар билан тўқнашиб, уларни сочиб юборади. Бу ҳолда

$$\tau_N = \frac{\dfrac{\left(m^* e^2\right)^2}{\hbar}}{20\varepsilon^* N_0} \qquad (I.65)$$

в) Дислокациялар ҳам электронларнинг сочилишига ўз ҳиссасини қўшади:

$$\tau_D = \frac{3}{8R\upsilon}\frac{1}{N_D}, \qquad (I.66)$$

R цилиндрик дислокациянинг кесим радиуси, N_D дислокациялар зичлиги.

г) Заряд ташувчиларнинг кристаллдаги вакансияларда сочилиши текширилганда, вакансияни ионлашган киришма деб қаралса, у киришма ионларида сочилишга ўхшаш оқибатга келтиради. Агар вакансия зарядсиз бўлса,

$$\tau_V = \frac{\pi\hbar^3}{m^*\sqrt{2mkTA^2N_V}}\left(\frac{E}{kT}\right)^{-\frac{1}{2}}. \qquad (I.67)$$

д) Электронларнинг электронларда ёки ковакларда сочилиши ҳодисаси бу заряд ташувчилар зичлиги етарлича катта бўлганида муҳим бўлади. Бу ҳоллар ҳам электроннинг киришма ионида сочилиши ҳолига ўхшашиб кетади, аммо бундай сочилишларнинг бўлиши учун кучли электрик майдон бўлиши - электронларнинг ўрта кинетик энергияси - уларнинг температураси кристал панжарасиникидан катта бўлиши керак. Шу мулоҳазани эътиборга олиб, (I.64) ифодадан фойдаланиш мумкин.

е) Бир вақтда бир неча сочилиш (тўқнашиш) тури таъсир қилаётган ҳолда эҳтимолликлар қўшилишидан релаксация

(тўқнашишаро) вақтлари тескари қийматлари ҳам қўшилиши келиб чиқади:

$$\frac{1}{\tau} = \sum_i \frac{1}{\tau_i}. \qquad (1.68)$$

τ_i – i – тўқнашиш турига тегишли релаксация вақти. τ натижавий релаксация вақти.

Релаксация (тўқнашишлар аро) вақти электрон энергиясига боғлиқ. Бу мулоҳазани умумлаштириб уни

$$\tau = \tau_r E^r \qquad (1.69)$$

кўринишида ёзилади ҳам, r ҳар тур тўқнашишлар учун айрим қийматлар оладиган сон (масалан, акустик тебранишларда тўқнашишлар ҳоли учун r= 1/2).

1.6.3. Заряд ташувчилар ҳаракатчанлигининг температурага боғлиқлиги

(1.60) ифодалардан ҳаракатчанликлар релаксация вақтларининг ўртача қийматларига мутаносиб бўлишлиги кўриниб турибди. Юқорида ҳосил қилинган τ нинг ифодаларини энергия бўйича ўртачалаштирсак, μ нинг температурага боғлиқ ошкор ифодаларини оламиз. Бунинг учун биз содда йўлдан борамиз: электроннинг ўртача энергияси $\left(\bar{E} = \frac{3}{2}kT\right)$ температурага мутаносиб.

Демак, $\langle\tau_{ak}\rangle \sim T^{3/2}$. Бошқа ҳолларда ҳам шу йўсинда иш кўрамиз.

Заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги μ нинг температурага боғланишини қуйидаги жадвал кўринишида тасвирлаймиз. Бу боғланишлар электронлар ва коваклар учун бир хил.

Яна электрик майдон ҳосил қиладиган токнинг зичлиги ифодасига қайтамиз. Электронлар дрейф токи зичлиги умумий ҳолда:

$$\vec{j}_{n,d} = en_0\vec{\upsilon}_{dn} = en\mu_n\vec{\varepsilon}\,, \qquad (1.70)$$

коваклар дрейф токи зичлиги

$$\vec{j}_{p,d} = ep_0\vec{\upsilon}_{dp} = ep\mu_p\vec{\varepsilon} \qquad (1.71)$$

кўринишларда ёзилади.

$\sigma_n = en\mu_n$, $\sigma_p = ep\mu_p$ – электрон ва ковак электрик ўтказувчанлик.

Заряд ташувчиларнинг сочилиш механизмлари	$\mu(T)$
Акустик тебранишлар	$\mu_{ак} = \mu_1 T^{-3/2}$
Оптик тебранишлар (юқори температуралар)	$\mu_{оп} = \mu_2 T^{1/2}$
Оптик тебранишлар (паст температуралар)	$\mu_{оп} = \mu_3 \exp^{\hbar\omega_0/kT}$
Киришма ионлари	$\mu_и = \mu_4 T^{3/2}$
Киришма атомлари	$\mu_N = \mu_5 T^0$
Дислокациялар	$\mu_D = \mu_6 T^{-1/2}$
Зарядли вакансиялар	$\mu_{V,1} = \mu_7 T^{3/2}$

I.6.4. Ярим ўтказгичларда заряд ташувчилар диффузияси

Маълумки, муайян модданинг зичлиги кўп жойдан унинг зичлиги кам жой томонга модда ўз-ўзидан кўчади (оқади). Бу ҳодисани диффузия дейилади. Диффузион оқим одатда зичлик градиентига (зичликнинг ўзгариб бориш даражасига) мутаносиб бўлади. Бу ҳодиса ярим ўтказгичда ҳаракатчан зарядлар электронлар ва коваклар билан ҳам содир бўлади.

Электронларнинг диффузион оқими

$$\vec{I}_{n,diff} = -D_n grad\, n = -D_n \nabla n \,. \tag{1.72}$$

D_n электронларнинг диффузия коэффициенти дейилади.

Ковакларнинг диффузион оқими

$$\vec{I}_{p,diff} = -D_p grad\, p = -D_p \nabla p \,. \tag{1.73}$$

D_p ковакларнинг диффузия коэффициенти дейилади.

Минус ишорани тушуниш осон: зичлик градиентлари ∇n *ва* ∇p зарралар зичлиги ортиқ томонга йўналган, диффузион оқимлар эса, зичликлар камайиб борадиган томонга йўналган.

Электронларнинг диффузион токи зичлиги

$$\vec{j}_{n,diff} = (-e)(-D_n \nabla n) = eD_n \nabla n \,, \tag{1.74}$$

ковакларники

$$\vec{j}_{p,diff} = (+e)(-D_p \nabla p) = -eD_p \nabla p \,, \tag{1.75}$$

(I.70), (I.71) ва (I.74), (I.75) ифодаларни мос равишда қўшсак, тўла электронлар ток зичлиги ва тўла коваклар ток зичлиги ифодалари хосил бўлади:

$$\vec{j}_n = \vec{j}_{n,d} + \vec{j}_{n,diff} = e n \mu_n \vec{\varepsilon} + eD_n \nabla n \ , \qquad (I.76)$$

$$\vec{j}_p = \vec{j}_{p,d} + \vec{j}_{p,diff} = e p \mu_p \vec{\varepsilon} - e D_s \nabla p \, . \qquad (I.77)$$

Равшанки, тўла ўтказувчанлик токи зичлиги

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p = e(n\mu_n + p\mu_p)\vec{\varepsilon} + e D_n \nabla n - eD_p \nabla p \qquad (I.78)$$

ифодага эга бўлади.

Ток йўқ бўлганда μ ва D орасида муайян муносабат бўлишлигини аниқлаш мумкин. Масалан, (I.76) ифодада $\vec{j}_n = 0$ деб оламиз. У холда

$$n \mu_n \vec{\varepsilon} + D_n \nabla n = 0.$$

Соддалик учун ε ва ∇_n векторлар x ўқи бўйича ўзгаради деб хисобласак, бу мувозанат шароитида $\mathcal{E}_x = -\frac{1}{e}\frac{d\varphi}{dx}$, $(\nabla n)_x = {dn}/{dx}$ бўлади, бунда $\varphi(x)$ электроннинг потенциал энергияси, потенциал майдонда электронлар зичлиги тақсимотини Болцман тақсимот функцияси ифодалайди: $n = C e^{-\varphi(x)/kT}$. $\mathcal{E}_x$ қийматини ва $\frac{dn}{dx} = -\frac{n}{kT}\frac{d\varphi}{dx}$ қийматини (I.76) ифодага қўйсак, ундан

$$\mu_n = D_n \frac{e}{kT} \quad ёки \quad D_n = \frac{kT}{e}\mu_n$$

муносабат келиб чиқади.

(I.77) ифодадан $\vec{j}_p = 0$ деб хисоблаб, юқоридагича иш тутсак.

$$\mu_p = D_p \frac{e}{kT} \quad ёки \quad D_p = \frac{kT}{e}\mu_p$$

муносабат келиб чиқади.

Умуман, диффузия коэффициенти билан харакатчанликни боғловчи

$$D = \frac{kT}{e}\mu \qquad (I.79)$$

кўринишдаги ифодани Эйнштейн муносабати дейилади.

I.7. Ярим ўтказгичларда кўчиш ходисалари

Ташқи кучлар таъсирида электронлар ва коваклар харакати билан боғлиқ бўлган ходисаларни кўчиш ходисалари (ё кинетик

ҳодисалар, ёки кинетик эффектлар) дейилади. Ташқи кучлар доимий бўлганида вужудга келадиган ва, бинобарин, вақтга боғлиқ бўлмаган кўчиш ҳодисаларини стационар кўчиш ҳодисалари дейилади (масалан, ўзгармас ток). Ўзгарувчан кучлар таъсирида содир бўлган ҳодисаларни ностационар кўчиш ҳодисалари дейилади.

Бу ҳодисалар жумласига

1) электрик ўтказувчанлик,
2) иссиқлик ўтказувчанлик,
3) галваномагнитик ҳодисалар,
4) термоэлектрик ҳодисалар
5) термомагнитик ҳодисалар,
6) фотоэлектрик ҳодисалар ва бошқалар киради.

Бу ҳодисаларнинг классик назарияси Болцман тенгламаси асосида номувозанатий тақсимот функциясини аниқлаш масаласини ечиб, уни кўчиш ҳодисаларини (кинетик коэффициентларини) ҳисоблашга тадбиқ этади.

Квантловчи майдонлар таъсири ҳолида кўчиш ҳодисаларининг квант назариясидан фойдаланиш зарур бўлади.

Айрим кўчиш ҳодисалари (масалан, термоэлектрик ва фотоэлектрик ҳодисалар) айрим ярим ўтказгичли асбоблар туркуми ишлашида асосий ўрин тутади.

Ярим ўтказгич моддаларда ҳаракатчан заряд ташувчилар икки турдан ўтказувчанлик электронлари ва ковакларидан иборат бўлганлиги учун кинетик ҳодисаларда иккала тур заряд ташувчилар иштирок қилади. Шу боисдан ярим ўтказгичларда электр ва энергия оқимлари икки қисмдан иборатдир.

Бир жинс ярим ўтказгичда электр оқими (ток зичлиги) қуйидагича ифодаланади:

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_p ,$$

бунда $\vec{j}_n$ *ва* $\vec{j}_p$ - электронлар ва коваклар ток зичликлари бўлиб,

$$\vec{j}_n = en\mu_n\vec{\varepsilon}, \quad \vec{j}_p = ep\mu_p\vec{\varepsilon},$$

бинобарин,

$$\vec{j} = \left(en\mu_n + ep\mu_p\right)\vec{\varepsilon}. \qquad (*)$$

Мос равишда

$$\sigma_n = en\mu_n, \quad \sigma_p = ep\mu_p \qquad (**)$$

катталиклар электрон ва ковак ўтказувчанликлар дейилади.

Электронлар ва коваклар зичликлари градиенти бор бўлган ҳолда тўла ток зичлиги (электр оқими) (I.78) кўринишда ифодаланади.

Худди шунингдек, энергия оқими ҳам электронлар ва ковакларга тегишли икки қисмдан иборат бўлади:

$$\vec{W} = \vec{W}_n + \vec{W}_p \qquad (***)$$

(*) ёки (I.78) ифода ва (***) электр ва энергия оқимлари тенгламалари системаси барча кинетик ҳодисаларни тадқиқ қилиш асоси бўлади.

I.8. Ярим ўтказгичларда заряд ташувчиларнинг генерацияси ва рекомбинацияси

Ҳар қандай ярим ўтказгичда ҳар қандай температурада иссиқлик ҳаракати энергияси ҳисобига валент зонадан ўтказувчанлик зонасига, акцептор сатҳига, донор сатҳидан ўтказувчанлик соҳасига электронлар ўтади. Бу ҳодисани заряд ташувчиларнинг термик (иссиқлик) генерацияси дейилади. Термик генерация билан бир вақтда рекомбинация (заряд ташувчиларнинг дастлабки ҳолатига қайтиши) жараёни ҳам бориб туради. Бу икки қарама қарши йўналган жараёнлар мувозанатлашуви заряд ташувчиларнинг мувозанатий зичлигини аниқлайди.

Ташқи таъсирлар оқибатида эркин заряд ташувчилар зичлиги ўзгариши мумкин. Шундай муҳим ташқи таъсир – ёруғликнинг ярим ўтказгичлар ичига кириши ва унинг ютилиши ҳисобига қўшимча эркин заряд ташувчилар (фотоэлектронлар ва фотоковаклар) вужудга келади, бу ўз навбатида электрик ўтказувчанликни ўзгартиради, унинг таркибида (қўшимча) фотоўтказувчанлик пайдо қилади. Бу ҳодисани ёруғлик энергияси ҳисобига қўшимча заряд ташувчилар ҳосил қилишни – фотогенерация дейилади.

Умуман айтганда, модда сиртига тушаётган ёруғликнинг (бунда кўзга кўринадиган ва кўринмайдиган ёруғлик назарда тутилади) бир қисми қайтади, бир қисми ютилади, яна бир қисми ўтиб кетиши мумкин.

Заряд ташувчиларни ютилган ёруғлик пайдо қилганлиги сабабидан биз бу ерда бир неча ютилиш ҳолларини қараб ўтамиз.

1. <u>Ёруғликнинг хусусий ёки асосий ютилиши</u>- бунда ютилган фотон энергияси ҳисобига электрон валент зонадан бевосита ўтказувчанлик зонасига ўтиб олади (зоналар аро ўтиш ҳодисаси юз беради) (1.8-расм,1). Фотон энергияси тақиқланган зона кенглигидан кичик бўлмаслиги керак: $\hbar\omega \geq E_g$.

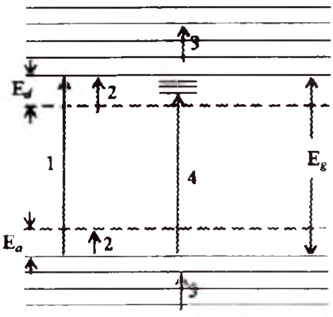
2. <u>Ёруғликнинг киришмалар томонидан ютилиши</u>- бунда ютилган фотон энергияси ҳисобига электроннинг киришма атомидан ўтказувчанлик зонасига ёки валент зонадан киришма сатҳига ўтиши содир бўлади (1.8-расм,2). Бундай ютилиш юз бериши учун фотон энергияси $\hbar\omega$ киришманинг ионланиш энергиясидан каттароқ бўлиши зарур: $\hbar\omega \geq E_t$. Тақиқланган зонадаги икки сатҳлар аро ўтишлар заряд ташувчилар ҳосил қилмаслиги мумкин.

3. <u>Ёруғликни эркин заряд ташувчилар ютиши</u>- ёруғлик тўлқинининг электрик майдони таъсирида заряд ташувчилар мажбуран тебранади, бу ёруғлик энергияси эвазига юз беради (1.8-расм,3).

4. <u>Экситон ютилиши</u>- бунда ёруғлик энергияси ҳисобига ўзаро боғланган электрон-ковак жуфти (экситон!) ҳосил бўлади (1.8-расм,4).

5. <u>Ёруғликнинг кристал панжараси тебранишлари томонидан ютилиши</u>- бунда ёруғлик энергияси эвазига панжара тебранишлари (қўшимча) уйғотилади.

6. <u>Ёруғликнинг зоналар ичида ютилиши</u>- зоналари мураккаб тузилишга эга бўлган ярим ўтказгичларда электрон (ковак) ютилган



1.8-расм. Ёруғлик ютилиши ҳоллари

фотон энергияси ҳисобига мазкур зона ичидаги бир ҳолатдан юқорироқ бошқа ҳолатга ўтади.

7. Ёруғликни электрон ковак плазмаси ютиши бу ходисада тенг ва етарлича кўп электронлар ва коваклар тўпламидан иборат плазма ўз энергия спектрига мос тушадиган ёругликни ютади, қўшимча плазмавий тебранишлар пайдо бўлади.

Ёруғликнинг моддада ютилиши қуйидаги Бугер Ламберт қонунига бўйсунади:

$$J(x)=J(0)\exp(-\alpha x) \qquad (1.80)$$

бунда J(0) намуна ичига кираётган ёруғлик оқими, J(x) намуна сиртидан x масофа ичкарида ёруғлик оқими, α модданинг ёруғликни ютиш коэффициенти.

α турли ютилиш ҳолларида, турли моддалар учун турли қийматларига эга бўлади.

Ёруғлик ютилиши оқибатида қўшимча (номувозанатий) заряд ташувчилар пайдо бўлишини миқдоран баҳолаш учун генерация тезлиги тушунчаси киритилади. У электронлар ва коваклар генерацияси учун қуйидагича ифодаланади:

$$G_n = \eta_n q_1, \quad G_p = \eta_p q_1. \qquad (1.81)$$

Бу ифодалардаги η_n ва η_p квант чиқишлар дейилиб, улар ютилган бир фотон (квант) ҳосил қилган эркин электрон ва коваклар сонини билдиради; q_1 бирлик ҳажмда 1с вақтда ютилган фотонлар сони; демак, G_n, G_p, мос равишда, электронлар ва коваклар генерацияси тезлиги бирлик ҳажмда 1с да пайдо бўлган қўшимча электронлар ва коваклар сонини ифодалайди.

Аммо, генерация жараёнига қарама қарши йўналган жараён рекомбинация жараёни ҳам мавжуд бўлади. Рекомбинация ўтказувчанлик зонасидаги электроннинг валент зонадаги ковак билан яна қўшилишидир, яъни ўтказувчанлик электронининг валент зонадаги бўш ўрнига ўтиб олишидир. Бу ўтиш оқибатида битта эркин электрон ва битта ковак (электрон ковак жуфти) йўқ бўлади.

Бирлик ҳажмда 1с да рекомбинацияланаётган электронлар ва коваклар сонини рекомбинация тезлиги (суръати) дейилади ва у қуйидагича ифодаланади:

$$R_n = \frac{n-n_0}{\tau_n} = \frac{\Delta n}{\tau_n}, \quad R_p = \frac{p-p_0}{\tau_p} = \frac{\Delta p}{\tau_p}. \qquad (1.82)$$

бунда τ_n, τ_p — эркин электрон ва коваклинг яшаш вақти, R_n, R_p тегишли рекомбинация тезликлари, n_0, p_0 мувозанатий зичликлар, n, p номувозанатий зичликлар.

Ёритиш бошлангандан маълум вақт ўтгач электронлар ва коваклар сони кўпайиши тўхтайди, бунда стационар ҳолат барқарор

тонади, яъни генерация ва рекомбинация тезликлари бир бирига тенг бўлиб қолади:

$$G_n = R_n, \quad G_p = R_p. \tag{1.83}$$

Хусусий ютилиш ҳолида:

$$G_n = G_p = R_n = R_p. \tag{1.84}$$

Энди рекомбинациянинг турли ҳолларини кўрайлик.

1) Зоналараро рекомбинация. Бу ҳолда ўтказувчанлик электрони бевосита валент зонадаги ковак билан қўшилади, тақиқланган зонанинг E_g энергиясига тенг бўлган энергия ё ёруғлик кванти (фотон) сифатида нурланади (нурланишли рекомбинация) ёки мазкур энергия кристал панжарасига берилади фононлар уйғотилади (нурланишсиз рекомбинация).

Биринчи ҳолни кўрамиз. Термодинамик мувозанат шароитида

$$R_0 = G_0 = \gamma_н n_0 p_0 = \gamma_н n_i^2 \tag{1.85}$$

$\gamma_н$ — нурланишли рекомбинация коэффициенти.

Ёритилиш (инжекция) шароитида:

$$R = \gamma_н (n p - n_0 p_0) = \frac{n p - n_i^2}{n_i^2} R_0. \tag{1.86}$$

Агар мувозанатий зичликларни

$$n = n_0 + \Delta n, \quad p = p_0 + \Delta p, \quad \Delta n = \Delta p$$

кўринишда ёзиб олсак, (1.82) ни эътиборга олсак,

$$\tau_n = \tau_p = \tau = \frac{1}{R_0} \frac{n_i^2}{n_0 + p_0 + \Delta n}. \tag{1.87}$$

Нурланишли рекомбинация коэффициенти $\gamma_н$ ҳисобланган:

$$\gamma_н = \frac{1}{\pi^2 c^2 n_i^2} \int_0^\infty \frac{\bar{n}^2 \alpha \omega^2 d\omega}{\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT}\right) - 1}. \tag{1.88}$$

Бунда c ёруғлик тезлиги, $\bar{n}$ -синдириш кўрсаткичи, бошқа белгилар одатдаги.

Кучсиз ёритиш соҳасида $(\Delta p = \Delta n << (n_0 + p_0))$:

$$\tau = 1/\gamma_н (n_0 + p_0). \quad (1.89)$$

Шу ҳолда τ на Δn га, на J га боғлиқ эмас, аммо Δn~J бўлганлигидан R_n~Δn бўлади (чизиғий рекомбинация).

Кучли ёритиш соҳасида $(\Delta p = \Delta n >> (n_0 + p_0))$:

$$\tau = 1/\gamma_н \Delta n, \quad R = \Delta n/\tau = \gamma_н (\Delta n)^2 \sim (\Delta n)^2 \quad (1.90)$$

Бундай рекомбинацияни квадратик рекомбинация дейилади.

2) Зоналараро зарбий рекомбинация (оже рекомбинация).

Бу рекомбинацияда учта заряд ташувчи иштирок қилади: рекомбинацияланадиган электрон-ковак жуфти ва бунда ажратиладиган энергияни ўзига оладиган (ва ўз зонасида қоладиган) электрон ёки ковак. Ортиқча энергия ўтказувчанлик зонасидаги бошқа электронга берилган ҳолда электрон-ковак жуфтининг рекомбинация тезлиги r_n бўлса, ортиқча энергия бошқа ковакка берилган ҳолда рекомбинация тезлиги r_p бўлса, улар қуйидаги кўринишда ифодаланади:

$$r_n = \gamma_{nn} n^2 p, \quad r_p = \gamma_{pp} n p^2. \quad (1.91)$$

Тўла рекомбинация тезлиги:

$$r = r_n + r_p. \quad (1.92)$$

Ҳисоблашлар бу рекомбинация тури ҳолида яшаш вақти учун

$$\tau = \frac{2\tau_i n_i^2}{(n_0 + p_0 + \Delta n)[n_0 + \Delta n + \beta(p_0 + \Delta n)]} \quad (1.93)$$

ифодани беради, $\tau_i = 1/2 r_{n0} p_0$, $\beta = r_{p0} n_0 / r_{n0} p_0$.

Кучсиз ёритилиш (кичик инжекция) шароитида $(\Delta n < n_0, p_0)$:

$$\tau_0 = \frac{2\tau_i n_i^2}{(n_0 + p_0)(n_0 + \beta p_0)} \quad (1.93^I)$$

Бу ифода n- тур ярим ўтказгич учун $(n_0 >> p_0)$:

$$\tau_n = 2\tau_i n_i^2 / n_0^2 \,. \qquad (1.93^{II})$$

p тур ярим ўтказгичлар учун $(n_0 << p_0)$:

$$\tau_p = 2\tau_i n_i^2 / \beta p_0^2 \,. \qquad (1.93^{III})$$

Бу ифодалардан зарбий рекомбинация вақтининг асосий заряд ташувчилар мувозанатий зичлиги квадратига тескари мутаносиб бўлишлиги келиб чиқади.

Кучли ёритилиш (катта инжекция) шароитида $(\Delta n >> n_0 , p_0)$. $\beta < 1$ эканлигини эътиборга олинса,

$$\tau_\infty = 2\tau (n_i / \Delta n)^2 \,. \qquad (1.94)$$

Квант механика асосида бажарилган ҳисоб натижасида:

$$\gamma_{зарб} = \frac{0.2}{\sqrt{\pi}} \frac{m^* e^4}{\hbar^3} \left(\frac{kT}{W_i} \right)^{3/2} N_C N_V \exp\left(-\frac{E_g + W_i}{kT} \right). \qquad (1.95)$$

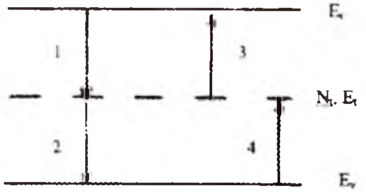
бунда $W_i \approx \frac{3}{2} E_g$.

Ушбу ифодага асосан, зарбий рекомбинация ҳолида яшаш вақти температурага ва тақиқланган зона кенглигига боғлиқ.

3) <u>Бир зарядли маҳаллий марказлар орқали бўладиган рекомбинация (Шокли-Рид назарияси)</u>

Кўпчилик ҳолларда рекомбинация энергия сатҳлари тақиқланган зонанинг ўрта қисмида жойлашган маҳаллий марказлар орқали амалга ошади.

1.9 расмда N_t зичликка эга бўлган E_t сатҳли маҳаллий марказлар орқали рекомбинацияда мумкин бўладиган электрон (ковак) ўтишлари тасвирланган.



1.9 расм. Бир зарядли маҳаллий сатҳ орқали рекомбинация.

E_t сатҳда электроннинг бўлиш эҳтимоллиги

$$f_t = \left[1 + \exp\left(-\left(E_t + E_F\right)/kT\right)\right]^{-1}. \qquad (1.96)$$

Электронларнинг ўтказувчанлик зонасидан E_t сатҳга ўтишлари суръати уларнинг n зичлигига, E_t сатҳда банд бўлмаган $N_t(1 - f_t)$ қисмига мутаносиб:

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_1 = \gamma_n n N_t \left(1 - f_t\right). \qquad (1.97)$$

Электронларнинг E_t сатҳдан яна ўтказувчанлик зонасига ўтиши (3) суръати

$$\left(\frac{dn}{dt}\right)_3 = \beta_n f_t N_t. \qquad (1.98)$$

Ўтказувчанлик зонасидаги электронлар зичлигининг бирлик вақтда ўзгариши

$$-\frac{dn}{dt} = \left(\frac{dn}{dt}\right)_1 - \left(\frac{dn}{dt}\right)_3 = \gamma_n n N_t \left(1 - f_t\right) - \beta_n f_t N_t \qquad (1.99)$$

Мувозанат шароитида $-\left(\frac{dn}{dt}\right) = 0$, бу холда (1.99) ифодадан:

$$\beta_n = \gamma_n N_c \exp\left(-E_t/kT\right) = \gamma_n n_1 ; n_1 = N_c \exp\left(-\frac{E_t}{kT}\right) \qquad (1.100)$$

Демак, (1.99) ифода

$$-\frac{dn}{dt} = \gamma_n N_t \left[\left(1 - f_t\right) n - n_1 f_t\right] \qquad (1.101)$$

кўринишга келади.

Худди шундай йўл билан 2 ва 4 ўтишлар оқибатида валент зонадаги коваклар зичлигининг ўзгаришини топилади:

$$-\frac{dp}{dt} = \gamma_p N_t \left[p f_t - p_1\left(1 - f_t\right)\right]. \qquad (1.102)$$

бунда $p_1 = N_v \exp\left[\left(E_t - E_g\right)/kT\right]$.

Ўтказувчанлик зонасидаги электронлар камайиши валент зонадаги коваклар камайишига тенг бўлади:

$$-\frac{dn}{dt}=-\frac{dp}{dt}.$$

Шу асосда (1.101) ва (1.102) ифодаларни тенглантирамиз ва

$$f_t=\frac{\gamma_n n+\gamma_p p_1}{\gamma_n(n+n_1)+\gamma_p(p+p_1)} \qquad (1.103)$$

ифодани хосил қиламиз. Бу ифодадан фойдаланиб,

$$-\frac{dn}{dt}=\frac{\gamma_n\gamma_p N_t(np-n_1p_1)}{\gamma_n(n+n_1)+\gamma_p(p+p_1)} \qquad (1.101^I)$$

бўлишлигини топамиз. Бундан эса номувозанатий заряд ташувчилар яшаш вақтини аниқлаймиз:

$$\tau=-\frac{\Delta n}{\frac{dn}{dt}}=\frac{1}{\gamma_p N_t}\frac{n_0+n_1+\Delta n}{n_0+p_0+\Delta n}+\frac{1}{\gamma_n N_t}\frac{p_0+p_1+\Delta n}{n_0+p_0+\Delta n}. \qquad (1.104)$$

Бу ифодани ҳосил қилишда
$n=n_0+\Delta n$, $p=p_0+\Delta n$, $n_1p_1=n_0p_0$ эканлиги ҳисобга олинган. Агар $\tau_{p0}=1/\gamma_p N_t$, $\tau_{n0}=1/\gamma_n N_t$ белгилашлар киритилса,

$$\tau=\tau_{p0}\frac{n_0+n_1+\Delta n}{n_0+p_0+\Delta n}+\tau_{n0}\frac{p_0+p_1+\Delta n}{n_0+p_0+\Delta n}. \qquad (1.104^I)$$

а) Ёритиш (инжекция) даражаси кичик $(\Delta n<<n_0+p_0)$:

$$\tau_0=\tau_{p0}\frac{n_0+n_1}{n_0+p_0}+\tau_{n0}\frac{p_0+p_1}{n_0+p_0}. \qquad (1.105)$$

Бу ҳолда яшаш даври номувозанатий ташувчилар зичлиги Δn га боғлиқ эмас, балки мувозанатий n_0, p_0 зичликларга, E_t нинг вазиятига боғлик.

б) Агар ёритиш (инжекция) даражаси катта $(\Delta n>>n_0 . p_0)$ бўлса,

$$\tau_\infty\approx\tau_{p0}+\tau_{n0}=\frac{\gamma_n+\gamma_p}{\gamma_n\gamma_p N_t}. \qquad (1.106)$$

Демак, бу ҳолда яшаш вақти фақат рекомбинация марказларининг миқдори (N_t) ва хоссалари $(\gamma_n \cdot \gamma_p)$ га боғлиқ бўлади, холос.

Хулоса шуки, номувозанатий заряд ташувчиларнинг яшаш вақти ярим ўтказгичлар асосида яратилган асбоблар ишида муҳим ўрин тутади, шунинг учун айрим зарур ҳолларда унинг қандай бўлишлигига тўхтаб ўтдик.

1.9 Ярим ўтказгичларда кучли электрик майдон

Кучли электрик майдонда электронлар икки кетма-кет тўқнашиш орасида майдондан олган энергияни тўқнашиш вақтида кристал панжарасига тамомила бериб улгурмаслиги мумкин. Бу энергиянинг қолган қисми электронлар орасида ўзаро тақсимланиб, уларнинг тартибсиз ҳаракат энергиясини оширади, ўртача энергия ортади, яъни электронларнинг T_e температураси панжаранинг T температурасидан юқори бўлиб олади (T_e>T). Бундай электронларни <u>қизиган электронлар</u> дейилади. Бу ҳолда электронларнинг энергия бўйича тақсимоти f_0 функцияси ҳам электрик майдонга боғлиқ бўлади.

Кучли электрик майдоннинг таъсирида янги ҳодисалар юз беради. Масалан, кучли электрик майдон ҳосил бўлган ўтказгичдан ўтаётган ток кучи билан кучланиш орасида чизиғий боғланиш – Ом қонунидан четланиш вужудга келади, яъни бунда $\sigma_n = en\mu_n$ электрик ўтказувчанлик кучланишга ёки кучланганликка боғлиқ бўлади. Бу ё заряд ташувчилар зичлиги n нинг, ёки ҳаракатчанлик μ_n нинг электрик майдон кучланганлигига боғланиши орқали намоён бўлади.

<u>Ҳаракатчанликнинг электрик майдонга боғлиқ бўлиши.</u>

Кучли электрик майдон мавжуд бўлганида ва электронлар асосан кристал панжарасининг акустик тебранишларида сочилаётган ҳолда ҳаракатчанликнинг электрик майдон $\mathcal{E}$ кучланганлигининг квадрат илдизига тескари мутаносиб равишда ўзгариши аниқланган: $\mu \sim 1/\sqrt{\varepsilon}$, бинобарин, бу ҳолда ўтказувчанлик $\sigma = \sigma(0)/\sqrt{\varepsilon}$, ток зичлиги $j \sim \sqrt{\varepsilon}$ боғланишларга эга бўлади. Аммо, $\mathcal{E}$ майдон кучланганлиги катталашган (электронлар температураси T_e ошган) сари оптик тебранишларда электронлар сочилиши бош ўрин олади, бунда $\mu \sim 1/\mathcal{E}$, $\sigma \sim 1/\mathcal{E}$, лекин $j \sim \mathcal{E}^0$ қонуният амалда бўлади, яъни дрейф тезлик доимий бўлиб, ток зичлиги ўзининг тўйинган қийматига эришади.

Кучли электрик майдонда заряд ташувчилар зичлигининг ортиши.

Бунга бир неча ҳодисалар сабаб бўлади. Қуйида улардан баъзи муҳимларини қараймиз.

Термоэлектрик ионланиш (Пул Френкел ҳодисаси). Кучли электрик майдонда киришма атомларининг ионланиш энергияси камаяди, оқибатда ўтказувчанлик зонасида (ёки валент зонасида) заряд ташувчилар зичлиги ортади. Агар n- тур ярим ўтказгичда кучли электрик майдон бўлмаганда киришма атомининг ионланиш энергияси E_d^0 бўлса, ўтказувчанлик зонасида электронлар зичлиги $n_0 = A\exp\left(-E_d^0/2kT\right)$ бўлсин. Кучли майдонда ионланиш энергияси $\Delta E_d > 0$ қадар ўзгариб, $E_d = E_d^0 - \Delta E_d$ бўлиб қолсин. У ҳолда электронлар зичлиги

$$n(\varepsilon) = A\exp\left(-\frac{E_d}{2kT}\right) = n_0\, e^{\frac{\Delta E_d}{2kT}} \tag{I.107}$$

бўлади. ΔE_d ни Я. И. Френкел назарий ҳисоблаб топган:

$$\Delta E_d = 2e\sqrt{\frac{e\mathcal{E}}{\varepsilon_0}}\ , \tag{I.108}$$

бунда ε_0 — нисбий диэлектрик доимий.

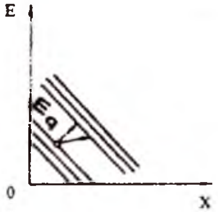
Электростатик ионланиш (Штарк ва Зинер ҳодисалари). Штарк ҳодисаси кучли Е майдонда рухсат этилган энергия зоналарининг кенгайиши ва тақиқланган зонанинг торайишидан иборат ҳодиса бўлиб, бу ҳам заряд ташувчилар зичлигини оширишга олиб келади. Аммо, бу ҳодиса $10^8\ В/м$ дан юқори майдонларда сезиларли бўлади.

Зинер эффекти (туннелланиш ҳодисаси). Электронларнинг потенциал тўсиқдан сизиб ўтишидан иборат квант ҳодисадир. Агар электронлар учун потенциал тўсиқ мавжуд бўлса-ю, унинг икки тарафида энергияси рухсатланган ҳолатлар бор бўлса, у ҳолда электрон муайян эҳтимоллик билан тўсиқнинг бир тарафидан икки тарафидаги бўш ҳолатга сизиб (туннел) ўтиши мумкин, дейди квант механика. Кучли электрик майдонда электроннинг потенциал энергияси eEx ўзгариб боради, у билан бирга энергия зоналари оғишади (I.10 расм).

Бунда валент зонада электрон турган ҳолатга (энергия бўйича) ўтказувчанлик зонасида мос ҳолат рўпара келиб қолади, бунда валент электрон

$$D = D_0 \exp\left[-\frac{2\sqrt{m^*}}{3e\hbar}\frac{E_g^{3/2}}{\mathcal{E}} \right] \qquad (1.109)$$

эҳтимоллик билан тақиқланган зонадан ўтказувчанлик зонасига ўтади.



1.10-расм. Туннелланиш ҳодисасига доир.

Кучли легирланган ярим ўтказгичдаги p-n- ўтишда ток муайян кучланишлар оролигида асосан туннел ток бўлади (туннел диод).

Зарбий ионлаш. Ўтказувчанлик электронлари кучли электрик майдонда етарлича энергия жамғариб, валент зонадаги ёки киришма атомларидаги (боғланган) электронларни зарб билан ўтказувчанлик зонасига ўтказиши мумкин, оқибатда эркин заряд ташувчиларнинг n зичлиги ортади. Ярим ўтказгич қалин бўлганда зарбий ионлаш тобора кучайиб, кўчкисимон жараёнга айланиши мумкин. Шу ҳодиса асосида махсус ярим ўтказгичли асбоблар тайёрланади.

Ушбу бобда келтирилган қисқача маълумот адабиёт рўйхатидаги [1, 6, 9] китобларда батафсил баёнланган.

Назорат учун саволлар

1. Электрик хоссалари бўйича қаттиқ жисмлар қандай турларга ажралади?
2. Адиабатик бир электронли тақрибда Шрёдингер тенгламаси қандай ечилади?
3. Қаттиқ жисмларда электронлар энергиялари зоналари ҳақида нима биласиз?
4. Квантик механика қаттиқ жисмлар турларини қандай тушунтиради?
5. Блох функцияси нима ва у нимани тавсифлайди?
6. Эффектив масса тушунчаси қандай келтириб чиқарилади? Унинг тадбиқланиш соҳалари?

7. Хусусий ярим ўтказгични тавсифланг.
8. Ферми сатҳи маъноси ва вазиятлари ҳақида гапириб беринг.
9. Заряд ташувчиларнинг диффузияси ва дрейфи нима дегани?
10. Заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги нима ва у қандай омилларга боғлиқ?
11. Ярим ўтказгичларда қандай муҳим нуқсонлар бўлиши мумкин?
12. Киришмалар ва уларнинг аҳамияти ҳақида гапириб беринг.
13. Киришмали ярим ўтказгичларнинг электрик ўтказувчанлиги қанақа?
14. Заряд ташувчиларнинг релаксация вақти нимани билдиради?
15. Болцман кинетик тенгламасидан нима аниқланади?
16. Ярим ўтказгичларда намоён бўладиган муҳим кўчиш ҳодисаларини таърифланг.
17. Ярим ўтказгичларда эркин заряд ташувчилар қандай пайдо бўлади?
18. Заряд ташувчилар рекомбинацияси жараёни ва унинг турлари ҳақида нималарни биласиз?
19. Кучли электрик майдонда қанақа ҳодисалар юз беради?
20. Туннелланиш ҳодисасини гапириб беринг.
21. Зарбий ионланиш нима?

МЕТАЛЛ–ЯРИМ ЎТКАЗГИЧ КОНТАКТИ

Қаттиқ жисм электроникасида ярим ўтказгичлар билан бир қаторда металларнинг ва диэлектрикларнинг ўз муҳим, алмаштириб бўлмас ўрни бор. Металлар ярим ўтказгичларни ташқи занжирга улайдиган контактлар вазифасини бажаради, боз устига, металлар билан ярим ўтказгич ёки диэлектрик контактлари асосида ўзгарувчан токни тўғрилагичлар ва бошқа кўп асбоблар тайёрланади. Бундай контактларнинг ўзига хос фазилатлари ҳам бор.

Энди металларга тегишли маълумотлар билан танишайлик. I бобда баён қилинганидек, металнинг юқориги энергия зонаси (ўтказувчанлик зонаси) электронлар билан қисман тўлдирилган (юқориги зоналари бир бирига устма уст тушмаган металлардаги ўтказувчанлик зонасидаги энергия сатҳларининг ярмиси электронлар билан тўлдирилган) бўлади, мутлақ нол (0 К) температурада электронлар ўтказувчанлик зонаси туби (E_c) дан то Ферми сатҳи (E_F) деб аталадиган сатҳгача бўлган барча сатҳларни иккитадан бўлиб тўлдиради (II.3.а расм). Мазкур зонадаги ўтказувчанлик (эркин) электронлари зичлиги ($n_м$) кристаллдаги атомлар зичлиги чамасида, яъни жуда катта бўлади,бу эса ушбу электронлар газининг айниганлигини тақозо қилади: металдаги ўтказувчанлик электронлари гази ҳамма вақт айниган бўлади ва бинобарин, у Ферми-Дирак квант статистикаси қонуниятларига бўйсунади.

Электроннинг Т температурада Е энергияли сатҳда бўлишлиги эҳтимоллиги Ферми функцияси

$$f(E,T)=\left[1+e^{\frac{E-E_F}{kT}}\right]^{-1} \qquad (I.6)$$

орқали ифодаланиши олдинги бобда келтирилган эди, бунда E_F Ферми сатҳи (E_F нинг Ферми энергияси ёки солиштрма термодинамик потенциал, кимёвий потенциал деган номлари ҳам бор). (I.14) ва (I.20) ифодаларни Т=0 К бўлган ҳол учун қўлласак, ўтказувчанлик зонасидаги электронлар зичлиги n_M,Ферми сатҳи $E_F(T=0)$, электронларнинг ўртача энергияси $\overline{E}$ учун қуйидаги ифодалар олинади:

$$n=\frac{8\pi(2m)^{3/2}}{3h^2}E_F^{3/2}\ , \qquad (II.1)$$

бундан:

$$E_F = \frac{h^2}{8m}\left(\frac{3n_M}{\pi}\right)^{2/3}, \qquad (II.2)$$

ва

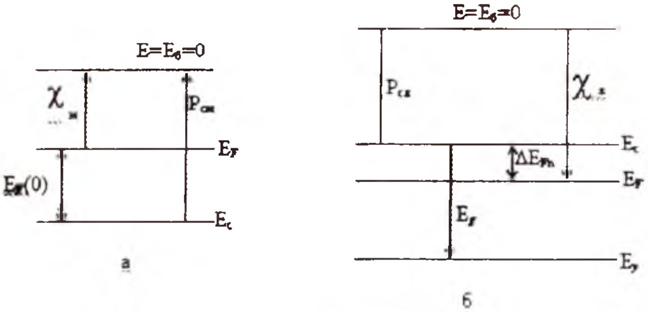
$$\overline{E} = \frac{3}{5}E_F, \qquad (II.3)$$

E_F нинг катталигини кўз олдига келтириш учун баъзи металлар учун унинг қийматини берамиз:

	Cs	K	Na	Li	Ag	Al	Be
E_F, эВ	1,53	2,14	3,12	4,72	5,5	11,9	14,6

Шуни таъкидлаш керакки, T=0 K дан юқори температураларда $E_F(T)$ нинг фарқи $E_F(0)$ га нисбатан кичик бўлади.

Метал ярим ўтказгич контактнинг иккинчи тарафи ярим ўтказгич ҳақида баъзи маълумотни эслайлик. I бобда кўрганимиздек, ҳаракатчан заряд ташувчилар зичлиги кам бўлган (айнимаган) ярим ўтказгичларда Ферми сатҳи тақиқланган зона ичида жойлашади. Метал ва ярим ўтказгичдаги электрон муайян потенциал чуқурда ҳаракатланади(кристалда электронларни мусбат ионлар тортиб туради!). Агар у шу потенциал чуқур баландлигига тенг энергияни қайси бир манбадан олса, металдан ёки ярим ўтказгичдан вакуумга (ташқарига) чиқиб кетиши мумкин. Шу энергияни электроннинг металдан ёки ярим ўтказгичдан чиқиш иши дейилади. Ташқи чиқиш ишининг турли қаттиқ жисмлар учун қийматлари ҳар хил бўлади. Унинг қийматини фақат кристал панжарасининг хоссалари аниқлайди ва у турли қаттиқ жисмлар учун 1 дан 6 эВ гача оралиқда бўлади.



II.1 расм. Энергетик диаграммалар: а метал учун; б n-тур ярим ўтказгич учун

II.1 расмда метал ва n ярим ўтказгичнинг энергетик диаграммаси келтирилган.

Электроннинг бўшлиқдаги $E_б$ энергиясини саноқ боши ($E_б$=0) деб олинса, χ_{M}, $\chi_{я}$ лар металдан ва ярим ўтказгичдан чиқиш ишлари. улар Ферми сатҳидан ҳисобланади,P_c ва$P_{cм}$ ярим ўтказгич ва металнинг электронга яқинлиги дейилади, у ўтказувчанлик зонаси тубидан ҳисобланади. Қолган белгилар билан танишмиз.

Қаттиқ жисм электроникасида уч хил ўтишлар (контактлар) бор.

1. Металл ярим ўтказгич, ёки металл диэлектрик (изолятор) контакти ҳосил қилган Шоттки ўтишлари(тўсиқлари).

2. Бир хил ярим ўтказгичдан иборат, аммо ҳар хил киришмалар киритилган, ёинки киришмалар зичлиги турли даражада бўлган икки ярим ўтказгич (ёки бир ярим ўтказгичнинг икки соҳаси) орасида ҳосил бўлган гомоўтишлар («гомо» лотинча «homo»дан олинган, бир хил, бир жинс деган маънони англатади).

3. Турли хоссаларга (тақиқланган зона кенглиги ва бошқалар фарқли бўлган) эга бўлган икки турли ярим ўтказгич (ёки диэлектрик) орасида ҳосил бўлган гетероўтишлар.

II.1. Термоэлектрон эмиссия ва контакт потенциаллар айирмаси

Кристалдан ташқарига чиқиб кетиш учун ўтказувчанлик электрони ташқи чиқиш иши деб аталадиган энергияга эга бўлиши кераклиги юқорида айтиб ўтилди. Юқори температуралар соҳасида мазкур электронларнинг бир қисми ташқи чиқиш ишига тенг ва ундан катта энергияга эга бўлади ва кристалдан ташқарига (вакуумга) чиқа олиши мумкин.Бу ҳолда электронлар керакли энергияни кристал панжарасининг иссиқлик ҳаракати энергиясидан олганлиги сабабли ушбу ҳодисани термоэлектрон эмиссия деб аталган. Шу ҳодисани миқдоран баҳолаш учун термоэлектрон оқим зичлигини ҳисоблаймиз. Бу ҳисобни аввал айнимаган (Максвел статистикасига бўйсунадиган) ярим ўтказгич учун бажарамиз.

Бунда E ва E+dE оралиқдаги ўтказувчанлик электронлари зичлиги((I.20) ифодага қаранг):

$$dn(E) = f_0(E,T)g(E)dE = 4\pi\left(\frac{2m}{h^2}\right)^{3/2}\frac{\sqrt{E}dE}{1+\exp(\frac{E-E_F}{kT})} \cong$$

$$4\pi\left(\frac{2m}{h^2}\right)^{3/2} e^{\frac{E_F-E}{kT}}\sqrt{E}dE \qquad (II.4)$$

dE энергиялар оралигидан тезликлар фазосининг $d\upsilon_x d\upsilon_y d\upsilon_z$ ҳажмига ўтсак,

$$dn(\upsilon_x,\upsilon_y,\upsilon_z) = \frac{2m^3}{h^3}\exp\left[\frac{-\frac{m_n}{2}\left(\upsilon_x^2+\upsilon_y^2+\upsilon_z^2\right)+E_F}{kT}\right]d\upsilon_x d\upsilon_y d\upsilon_z \qquad (II.5)$$

бўлади. Бу электронлардан сиртга тик x ўқ йўналишида энергияси Р дан катта бўлганлари ярим ўтказгичдан чиқиб кетади. Бунда υ_y ва υ_z тезлик ташкил этувчилари ҳар қанчка бўлиши мумкин. Дастлаб ихтиёрий υ_y ва υ_z қийматлари (-∞,+∞) оралиқда бўлган ҳолда бирлик ҳажмда, тезлиги υ_x ва $\upsilon_x + d\upsilon_x$ гача оралиқдаги электронлар сонини аниқлаймиз:

$$dn(\upsilon_x) = 2\left(\frac{m}{h}\right)^3\exp\left(-\frac{m\upsilon_x^2/2-E_F}{kT}\right)\left[\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-\frac{m\upsilon_y^2}{2kT}}d\upsilon_y\int_{-\infty}^{+\infty}e^{-\frac{m\upsilon_z^2}{2kT}}d\upsilon_z\right]d\upsilon_x \quad (II.6)$$

Пауссон интегралларига келтириладиган икки интегралнинг қиймати $2\pi kT/m$ га тенг бўлганлиги учун:

$$dn(\upsilon_x) = \frac{m^2kT}{2\pi^2h^3}\exp\left(-\frac{m\upsilon_x^2/2-E_F}{kT}\right)d\upsilon_x \qquad (II.7)$$

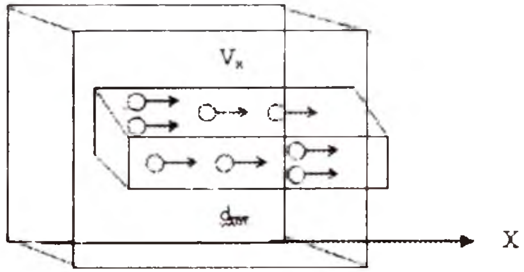
Ярим ўтказгич сиртининг бирлик юзига бирлик вақтда (улар υ_x йўл ўтади) бу электронлар

$$dI = \upsilon_x dn(\upsilon_x) \qquad (II.8)$$

оқим ҳосил қилади.

Электронларнинг тўла оқими

$$I = \int dI = \int \upsilon_x dn(\upsilon_x) \qquad (II.9)$$



II.2 расм. Электронларнинг сиртга оқимига доир

Сиртга тушган электроннинг ташқарига чиқиб кета олиши учун унинг энергияси камида $E_0=P_c$ ва ундан ортиқ бўлишлиги, яъни υ_x тезлиги $\upsilon_0=\sqrt{2E/m^*}=\sqrt{2P_c/m^*}$ ва ундан ортиқ бўлишлиги зарур.

Шундай қилиб, ярим ўтказгич сирти бирлигидан бирлик вақтда чиқиб кетаётган электронлар сони - термоэлектрон эмиссия оқимини аниқлаш учун (II.9) интегрални υ_x тезликнинг υ_0 дан ∞ гача қийматлари орасида ҳисоблаш керак:

$$I=\int_{\upsilon_0}^{\infty}\upsilon_x dn(\upsilon_x) \qquad (II.10)$$

(II.7) ифодадан ва $\upsilon_0=\sqrt{2P_c/\ m}$ тенгликдан фойдаланиб, бу интегрални ҳисоблаш натижаси қуйидагичадир:

$$I=\frac{m^*(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3}e^{-\frac{P_c-E_F}{kT}} \qquad (II.11)$$

P_c $E_F=\chi$ катталикни ташқи (термодинамик) чиқиш иши, одатда содда қилиб чиқиш иши дейилади. II.1 расмдан кўриниб турганидек, <u>χ ярим ўтказгичда хам, металда хам</u> Ферми сатҳидан ҳисобланади. Демак, термоэлектрон эмиссия оқими

$$I=\frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3}\exp\left(-\frac{\chi}{kT}\right) \qquad (II.12)$$

бўлиб, бу ифодани металга ҳам, ярим ўтказгичга ҳам қўллаш мумкин(металнинг юқори энергияли электронларини айнимаган деб қараш мумкин!).

Энди метал билан ярим ўтказгич пластиналар (намуналар)бир бирига яқин келтирилганда нима бўлишлигини кўрайлик. Дастлаб бу пластиналар орасида электрик майдон йўқ.

Бинобарин,(II.12) ифодага асосан. металнинг бирлик (1см² ёки 1м²) сиртига 1с да ярим ўтказгичдан

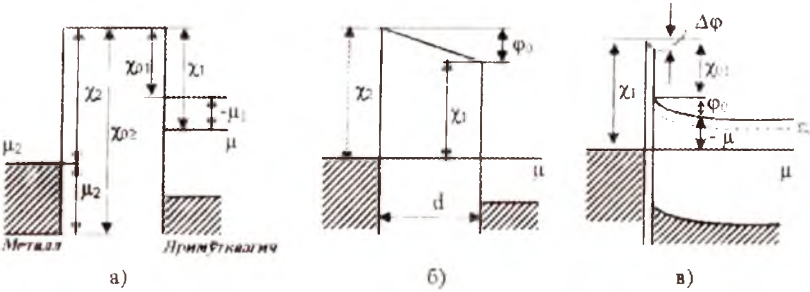
$$I_1 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3}\exp(-\chi_я / kT) \qquad (II.13)$$

миқдорда электронлар келиб тушади; ярим ўтказгичнинг бирлик сиртига 1с да металдан

$$I_2 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3}\exp(-\chi_M / kT) \qquad (II.14)$$

миқдорда электронлар келиб тушади. Металлар ва ярим ўтказгичларнинг чиқиш ишлари қийматлари бир тартибда.

Металдан чиқиш иши χ_M ярим ўтказгичдан чиқиш иши $\chi_Я$ дан катта бўлган ҳолни кўрайлик (II.3 расм).



II.3-расм. Метал-ярим ўтказгич контакти

(II.13) ва (II.14) ифодалардан кўринишича, дастлаб,**ярим ўтказгичдан** металга томон I_1 оқим металдан ярим ўтказгич томон I_2 термоэмиссион оқимдан кичик. натижада метал **манфий**, **ярим ўтказгич** эса мусбат зарядланади ва улар орасида V_k потенциаллар айирмаси вужудга келади. у электронларнинг метал томон **йўлида** қўшимча потенциал $\varphi_k == -eV_k$ тўсиқ бўлиб . тегишли оқимни камайтиради:

$$I_1 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3}\exp\left(-\frac{\chi_Я + \varphi_k}{kT}\right) \qquad (II.15)$$

аммо металдан ярим ўтказгичга томон электронлар оқими илгаригидай қолади[(II.14)ифода].

Электронларнинг қарама қарши йўналишлардаги оқимлари тенглашган мувозанат шароитида:

$$I_1=I_2 .$$

ёки

$$\frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3}\exp\left(-\frac{\chi_Я+\varphi_к}{kT}\right)=\frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3}\exp\left(-\frac{\chi_M}{kT}\right).$$

Бундан $\varphi_к$ нинг металдан ва ярим ўтказгичдан чиқиш ишлари айирмасига тенглиги маълум бўлади:

$$\varphi_k=\chi_M-\chi_Я \qquad (II.16)$$

Бу натижани олишда биз термодинамиканинг умумий қоидаси бўлмиш Ферми сатҳи E_F (кимёвий потенциал, ёки солиштирма термодинамик потенциал) таркибий системанинг ҳамма қисмларида бир хил бўлишлиги, яъни у бир умумий сатҳдан ҳисобланиши кераклиги қоидасидан фойдаландик.

Агар метал ва ярим ўтказгични бир бирига жипсланса(контакт ҳосил қилинса), ток ўтадиган бўлади. Бунга ярим ўтказгич устига метални вакуумда чанглаб ўтказиш ёки кавшарлаш усуллари билан эришилади. Метал билан ярим ўтказгич оралиги $d=10^{-9}$ м ва χ_M $\chi_Я$=1эВ бўлса, ортиқча электронлар зичлиги $N_S=5\cdot10^{16}м^{-2}$ бўлади.

Металда ортиқча электронлар сиртдаги атомларда жойланган. ортиқча электронлар ўртача зичлиги сиртдаги эркин электронлар зичлигидан тахминан 200 марта кичик.

Ярим ўтказгичда аҳвол бошқача. Ярим ўтказгичда мусбат $5\cdot10^{16}м^{-2}$ заряд ҳосил қилиш учун унинг муайян қатламидан шунча электронлар кетиши керак, агар уларнинг ҳажмий зичлиги $n=10^{20}м^{-3}$ бўлса, электронлари кетган (камбағаллашган) қатлам кенглиги $l=5\cdot10^{-4}$ м бўлади, у метал ва ярим ўтказгичнинг d оралигидан бир неча тартиб қадар каттадир. Камбағаллашган қатламдаги зарядни ҳажмий заряд дейилади. Бу, албатта, кўполроқ чама, аммо барибир ярим ўтказгич ичига хажмий заряд майдони бир неча минг атомлар қатламларига тенг соҳага киради. Бу электрик майдон панжарадаги атомлар майдони устига қўшилади, лекин у 10^8 В/м тартибдадир. Бинобарин, камбағаллашган қатламда ҳосил бўлган қўшимча майдон энергия зоналари тузилишини, чунончи, тақиқланган зона кенглиги.

ташки чикиш ишини ўзгартира олмайди. У майдонда электрон потенциал энергияга эга бўлади, демак унинг тўла энергияси бу потенциал энергия билан хажмий заряд бўлмагандаги энергия йиғиндисидан иборат бўлади. Контактни ясси текислик шаклида ва унга тик x йўналишда ярим ўтказгичда электрон потенциал энергияси ўзгариб боради деб ҳисоблаймиз. Потенциал энергия φ(x)= eU(x) ва U(x) потенциал координата билан бирга ўзгариб боргани учун тўла энергия ҳам ўзгариб боради, бу эса, энергия зоналари эгриланишига (қийшайишига) олиб келади

$$E = \frac{m\upsilon^2}{2} + \varphi(x) \qquad (II.17)$$

Ярим ўтказгич ичкарисида майдон йўқ (ℰ=0), потенциал энергия φ=0, бинобарин, электронлар зичлиги аввалгидай $n_0 = N_c e^{\frac{F}{kT}}$ ифодага эга (I.28) ва координатага боғлиқ эмас. Камбағаллашган қатламнинг потенциал энергия φ(x) га тенг бўлган x текислигида электронлар зичлиги маълум

$$n(x) = n_0 e^{-\frac{\varphi(x)}{kT}} \qquad (II.18)$$

ифода билан аниқланади.

Қаралаёттан n-ярим ўтказгичда ҳажмий заряд зичлиги

$$\rho(x) = e(N_d^+ - n(x)) \ , \qquad (II.19)$$

бундаги N_d^+ – ионлашган донор атомлар зичлиги. Агар барча донор атомлар ионланган деб ҳисобласак,

$$N_d^+ = N_d = n_0 \qquad (II.20)$$

ва

$$\rho(x) = e(n_0 - n(x)) \ . \qquad (II.21)$$

Электродинамиканинг асосий Максвелл тенгламаларидан бири $div\vec{D} = 4\pi\rho$; Изотроп бир жинс муҳит учун ($\vec{D} = \varepsilon\vec{E}$; $\varepsilon = const$):

$$div\vec{E} = \frac{4\pi\rho}{\varepsilon} \ ,$$

$\vec{E}$ кучланганлик фақат x йўналишда ўзгарса,

$$\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi\rho}{\varepsilon} \ . \qquad (II.22)$$

$E=-dU/dx$ бўлганлигидан потенциал $U(x)$ ва $\rho(x)$ Пауссон тенгламаси оркали боғланган:

$$\frac{d^2U}{dx^2}=-\frac{4\pi\rho}{\varepsilon}, \qquad (II.23)$$

бунда ε ярим ўтказгичнинг диэлектрик сингдирувчанлиги. Аммо $\varphi=-eU(x)$ бўлганлигидан:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2}=\frac{4\pi e^2 n_0}{\varepsilon}(1-e^{-\varphi/kT}) \qquad (II.24)$$

Юқоридаги кўрилган метал и ярим ўтказгич контактида ярим ўтказгичдаги хажмий заряд қатламида электронлар жуда кам қолган бўлса (камбағаллашган қатлам бўлса), у ердаги ўтказувчанлик электронлари зичлиги n(x) ни киришма ионлари зичлиги $N_d^+=N_d=n_0$ га нисбатан назарга олмаслик мумкин, яъни бу қатламда ўтказувчанлик электронлари йўқ дейилади. Бу тақриб анча аниқликда бажарилади. Энди Пуассон тенгламаси

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2}=\frac{4\pi e^2}{\varepsilon}n_0\left(=\frac{4\pi}{\varepsilon}e^2N_d\right) \qquad (II.24)$$

тенгламани

$$\varphi(\mathcal{L})=0,$$

$$E(\mathcal{L})=\frac{1}{e}\frac{d\varphi}{dx}\bigg|_{x=\mathcal{L}}=0. \qquad (II.25)$$

чегаравий шартлардан фойдаланиб ечамиз (бунда x =$\mathcal{L}$ хажмий заряд қатламининг ярим ўтказгич ичидаги электрик майдон ва потенциал нолга айланадиган чегараси). Хажмий заряд 0≤ x≤ $\mathcal{L}$ соҳасида электрон потенциал энергияси

$$\varphi(x)=\frac{2\pi e^2 n_0}{\varepsilon}(\mathcal{L}-x)^2. \qquad (II.26)$$

Майдон кучланганлиги

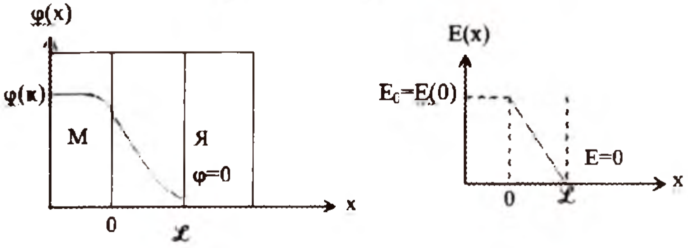
$$E(x)=\frac{1}{e}\frac{d\varphi}{dx}=-\frac{4\pi e^2 n_0}{\varepsilon}(\mathcal{L}-x). \qquad (II.27)$$

x=0 да потенциал энергия қиймати потенциал тўсиқ баландлиги $\varphi(0)=\varphi_k$ ни ифодалайди. Шунинг учун (II.26) асосида хажмий заряд қатлами кенглигини топамиз

$$\mathcal{L}=\left(\frac{\varepsilon\varphi(0)}{2\pi e^2 n_0}\right)^{1/2}. \qquad (II.28)$$

Аммо $\varphi(0)=\varphi_k=\chi_м-\chi_я$ бўлганлигидан:

$$\mathcal{L}=\left[\frac{\varepsilon(\chi_м-\chi_я)}{2\pi e^2 n_0}\right]^{1/2}. \qquad (II.29)$$



II.4 расм. Метал ярим ўтказгич контактида ҳажмий заряд соҳаси

Бу қатламдаги заряд:

$$Q=en_0\mathcal{L}=\left[\frac{\varepsilon n_0(\chi_м-\chi_я)}{2\pi}\right]^{1/2}. \qquad (II.30)$$

Германий учун $n_0=10^{20}\,м^{-3}$ ва $\chi_м-\chi_я=0,3$ эВ бўлганда $\mathcal{L}=2,3\cdot10^{-6}\,см$ бўлади.

Ярим ўтказгич метал контактидаги ҳажмий заряд қатламини пластиналари орасига $\mathcal{L}$ қалинликдаги ε сингдирувчанликли диэлектрик жойланган ясси конденсатор деб қараш мумкин. Унинг электрик сиғими:

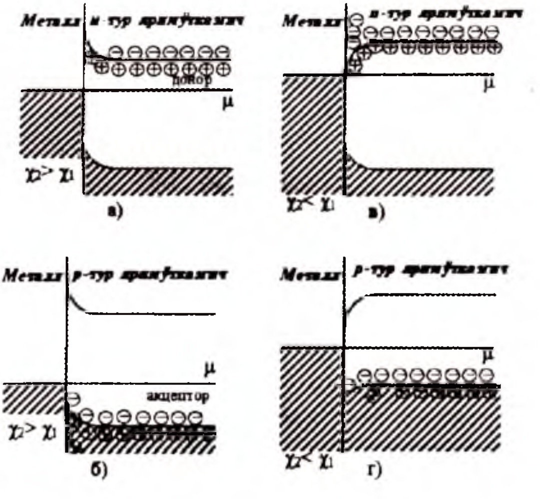
$$C_k=\frac{\varepsilon S}{4\pi\mathcal{L}}=S\left[\frac{\varepsilon e^2 n_0}{8\pi\varphi_k}\right]^{1/2} \qquad (II.31)$$

Металл билан ярим ўтказгич оролиғида потенциал тушиши Δφ тўла потенциал тушиши φ_0 дан анча кичик:

$$\frac{\Delta\varphi}{\varphi_0}=\frac{2\varepsilon d}{\mathcal{L}}<<1 \qquad (II.32)$$

Агар $d = 0{,}5\cdot10^{-9}$ м, $\mathcal{L} = 2{,}3\cdot10^{-6}$ м, $\varepsilon \approx 16{,}5$ қийматларни (II.32) ифодага қўйса, $\Delta\varphi/\varphi_0 \approx 0{,}7\cdot10^{-2}$ эканлигини топамиз, яъни метал ва ярим ўтказгич оролиғида тушадиган $\Delta\varphi$ потенциални эътиборга олмаслик мумкин.

Юқорида металнинг чиқиш иши $\chi_м$ ярим ўтказгичнинг чиқиш иши $\chi_я$ дан катта ($\chi_я < \chi_м$) деб фараз қилган эдик. Бу ҳолда метал сирти манфий зарядланади, ярим ўтказгич чегарасида мусбат зарядланган қатлам ҳосил бўлади. Агар ярим ўтказгичда электронлар асосий ток ўтказувчи бўлса, мазкур қатламда ҳажмга нисбатан жуда кам электронлар бор, мусбат зарядни асосан қўзғалмас донор ионлар ташкил қилади, унинг қаршилиги ҳажмникидан катта. Бу қатлам контакт орқали ток ўтишига тўсқинлик қилади, шунинг учун уни ёпувчи қатлам дейилади (II.5,а-расм).



II.5 расм. Метал ярим ўтказгич контактида ёпувчи ва ёпмовчи қатламлар ҳосил бўлиш ҳоллари

Агар ярим ўтказгичда коваклар асосий ток ташувчилар бўлса, $\chi_я<\chi_м$ бўлганда ярим ўтказгичдаги чегаравий қатламдаги мусбат зарядни шу қатламга кўчиб келган ортиқча коваклар ҳосил қилади. Қатламда коваклар зичлиги ортади, унинг қаршилиги камаяди. Буни ёпмовчи қатлам дейилади (II.5, б-расм).

Агар $\chi_м<\chi_я$ бўлганда метал билан n ярим ўтказгич контактида метал мусбат зарядланади, ярим ўтказгичда электронлар билан

бойиган (манфий) зарядли қатлам ҳосил бўлади. Бу ҳолда ҳам ёнмовчи қатлам шаклланади (II.5. в расм).

Хулосалар

1. Метал ва ярим ўтказгичдан электронларнинг чиқиш ишига муносабатига қараб, метал ва ярим ўтказгич контактда ёнувчи ёки ёнмовчи катламлар ҳосил бўлади. Бу қатламлар ярим ўтказгич тарафида ётади.

2. Ёнувчи қатлам ҳаракатчан заряд ташувчилардан камбағаллашган, бинобарин, ўзи юпқа бўлсада, аммо электрик каршилиги анча катта.

3. Бу қатламда асосан қўзғалмас киришма ионлар ташкил қилган ҳажмий заряд мавжуд бўлиб, у электрик майдон ҳосил қилади. Бу майдонда электрон ва коваклар потенциал энергияга ҳам эга бўлади:

$$E_n = \frac{m_n \upsilon^2}{2} + \varphi, \qquad E_p = \frac{m_p \upsilon^2}{2} - \varphi \qquad (II.33)$$

4. Контактда ҳосил бўлган потенциал энергиялар айирмаси (потенциал тўсиқ баландлиги) метал ва ярим ўтказгичдан чиқиш ишлари айирмасига тенг [(II.16) ифода].

5. Ҳажмий заряд катлами кенглиги $\mathcal{L}$ чиқиш ишлари айирмаси ва ярим ўтказгичдаги асосий заряд ташувчилар зичлигига боғлик [(II.29) ифода]. У контактнинг электрик сиғимини аниқлайди.

6. Метал ярим ўтказгич контактда ёнмовчи қатлам ҳосил бўлганида унда ҳаракатчан заряд ташувчилар зичлиги ҳажмдагисидан анча ортиқ бўлади, бинобарин, бу қатламнинг солиштирма электрик каршилиги анча марта кичикдир.

Биз куйида ёнувчи ва ёнмовчи қатламли метал ярим ўтказгич контактлари хоссаларини алоҳида алоҳида таҳлил киламиз.

II.2. Метал ярим ўтказгич контактининг ўзгарувчан токни тўғрилаш хоссаси

Агар метал ярим ўтказгич контактида ёнувчи катлам ҳосил бўлса [II,5,а,б расм], бундай контакт ўзгарувчан токни тўғрилай олади. Олдинги бандда ёнувчи қатламнинг каршилиги ҳажмникидан анча катта бўлишлигини айтдик. Шунинг учун агар метал ярим ўтказгич контактига ташқи кучланиш берилса, деярли бутунича ёнувчи қатламга тушади, потенциал тўсиқнинг баландлигини ўзгартиради, бинобарин, контактнинг электрик қаршилиги, ундан

ўтаётган ток ҳам кучланишга боғлиқ равишда ўзгаради. Бу боғланишни волт ампер характеристика (ВАХ) дейилади.

Агар контактга V ташқи кучланиш берилса, унинг қутблиги (ишораси) га қараб контактдаги потенциал тўсиқ ё пасаяди, ё кўтарилади.

Метал билан n ярим ўтказгичнинг ёпувчи қатламли контактини карасак, кучланиш манбаининг манфий қутби ярим ўтказгичга, мусбат қутби металга уланганда (бундай кучланиш тўғри кучланиш, V>0 дейилади) потенциал тўсиқ пасаяди, яъни унинг баландлиги φ_k-eV, бинобарин, ёпувчи қатлам кенглиги

$$\mathcal{L}=\left[\frac{\varepsilon(\varphi_k-eV)}{2\pi e^2 n_0}\right]^{1/2} \qquad (II.34)$$

бўлиб қолади, яъни бу қатлам торояди. Бу хулосалар eV< φ_k бўлган ҳолларга оид эканлигини таъкидлаймиз.

Бу ҳолда метал ярим ўтказгич контактининг электрик сиғими ҳам ташқи кучланишга боғлиқ бўлади:

$$C=S\left[\frac{\varepsilon e^2 n_0}{8\pi(\varphi_k-eV)}\right]^{1/2} \qquad (II.35)$$

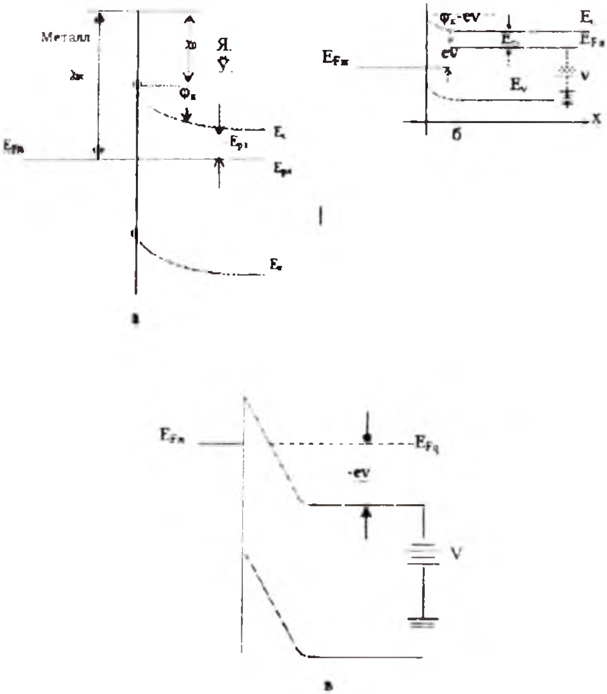
II.2.1. Метал ярим ўтказгич контактининг ўзгарувчан токни тўғрилашнинг диффузион назарияси

Биринчи қарашда (II.3 расм) металдан ярим ўтказгичга фақат энергияси $\chi_м$ чиқиш ишидан катта бўлган электронларгина ўтиши мумкин.

Одатдаги температураларда металда бундай электронлар амалда йўқ. Аммо, металдан ярим ўтказгичга улар орасидаги юпқа оролиқдан сирқиб (туннелланиб) ўтиши мумкин. Яхши контактларда бундай оралиқлар жуда юпқа ($\sim 10^{-10}$м) ва электронлар учун шаффоф деса бўлади. Бинобарин, металдан ярим ўтказгичнинг ўтказувчанлик зонасига электрон туннелланиб ўтиб кетиши учун Ферми сатҳидан ҳисобланган $\chi_м-\chi_0=\varphi_k-E_{FЯ}$ потенциал тўсиқдан ўтиши керак холос (бизнинг ҳолдаги айнимаган ярим ўтказгичда $E_{FЯ}$>0). Демак, (II.14) ифодада $\chi_м$ катталикни φ_k $E_{FЯ}$ катталик билан алмаштирилади:

$$I_2=\frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3}\exp\left(\frac{\varphi_k-E_{FЯ}}{kT}\right). \qquad (II.36)$$

Мувозанатий ҳолатда электронларнинг ярим ўтказгичдан метал томон I_{10} оқими I_2 оқимга тенг бўлади.



II.6 расм. Метал ярим ўтказгич контакти диаграммаси. а ташқи кучланиш берилмаганда, б ташқи тўғри кучланиш берилганда, в ташқи тескари кучланиш берилганда

Бундан фойдаланиб, мазкур оқимни

$$I_2 = I_{10} = \frac{1}{4} n_s \overline{\upsilon} \qquad \text{(II.37)}$$

кўринишда ифодалаш мумкин, бунда $\overline{\upsilon} = \left(8kT/\pi m^*\right)^{1/2}$ ярим ўтказгич электронларининг ўртача иссиқлик ҳаракат тезлиги, n_s шу электронларнинг контакт орасидаги зичлиги:

$$n_s = n_0 \exp\left(-\varphi_k/kT\right) = 2\left(\frac{2\pi m_* kT}{h^2}\right)^{3/2} \exp\left(\frac{-\varphi_k + E_{FЯ}}{kT}\right) \qquad \text{(II.38)}$$

Ташқи V кучланиш берилганда чегарада электронлар зичлиги n(0) мувозанатий n_s I га нисбатан ўзгаради, бинобарин, ярим ўтказгичдан метал томон электронлар оқими ўзгариб,

$$I_1 = \frac{1}{4} n(0)\overline{\upsilon} \qquad (II.38)$$

бўлиб қолади. Аммо ташқи майдон металдан ярим ўтказгич томон электронлар оқимини ўзгартирмайди, у олдингидай (II.37) кўринишда қолаверади.

Бинобарин, ташқи кучланиш ҳосил қилган натижавий оқим

$$I = I_1 - I_2 = \frac{1}{4}\,\overline{\upsilon}\left(n(0) - n_s\right) \qquad (II.39)$$

Шуни айтиш керакки, ярим ўтказгичнинг чегаравий қатлами ва метал орасида узлуксиз равишда электронлар алмашиниш бўлиб турганлиги оқибатида n(0) мувозанатий n_s зичликдан кам фарқ қилади. Шунинг учун ташқи кучланиш чегарадаги зичлик n_s ни ўзгартирмайди деб ҳисоблар бажарамиз. Аммо, ёпувчи қатлам давомида зичлик ўзгаради: $n(x) = c\exp\left(-\varphi_k / kT\right)$.

Энди электронлар токи тўла зичлигиниг (I.76) ифодасига мурожаат қилиб, уни бир ўлчовли ҳол учун ёзиб олайлик:

$$j = en\mu_n E + eD_n\, dn/dx \qquad (II.40)$$

Бу ифодага $E = \frac{1}{e}\frac{d\varphi}{dx}$ ва $\mu_n = \frac{e}{kT} D_n$ ифодаларни қўйсак,

$$\frac{dn}{dx} + \frac{n}{kT}\frac{d\varphi}{dx} = \frac{j}{eD_n} \qquad (II.41)$$

Шу тенгламани диффузион тенглама дейилади. Бу тенгламани ечиш учун керакли чегаравий шартлар:

$$\left\{\begin{array}{ll} \varphi(0)=\varphi_k - eV, & n(0) = n_s = n_0 \exp(-\varphi_k / kT); \\ \varphi(\mathcal{L})=0, & n(\mathcal{L})=n_0. \end{array}\right\} \qquad (II.42)$$

(II.41) тенгламанинг (II.42) чегаравий шартларни қаноатлантирадиган ечими:

$$n(x)=\left[n_0-\frac{j}{eD_n}\int\limits_x^{L}\exp\frac{\varphi(x)}{kT}dx\right]\exp(-\varphi(x)/kT). \qquad (II.43)$$

Чегарада (x=0) да

$$\varphi(0)=\varphi_k-eV.$$

ва

$$n(0)=n_0\exp(-\varphi_k/kT)=\left[n_0-\frac{j}{eD_n}\int\limits_0^{L}\exp\left[\frac{\varphi(x)}{kT}\right]dx\right]\exp\left[-\frac{\varphi_k-eV}{kT}\right]$$

бўлганлиги туфайли ток зичлиги:

$$j=\frac{eD_nn_0\left(1-e^{-eV/kT}\right)}{\int\limits_0^{L}\exp\frac{\varphi(x)}{kT}dx} \qquad (II.44)$$

ифодаси келиб чиқади. Бу ифода ҳар қандай φ(x) боғланиш ҳолида ҳам адолатли бўлади.

$\exp[\varphi(x)/kT]$ **функция φ(x) ортиши билан тез ўсади ва (II.44) даги интегралга φ(x) энг катта бўлган x=0 яқинидаги соҳа энг катта ҳисса беради. Шунинг учун шу нуқтадаги** $(d\varphi/dx)^{-1}$ **қийматини интеграл остидан чиқарилади. Бу ҳолда**

$$\int\limits_0^{L}e^{\frac{\varphi}{kT}}\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^{-1}d\varphi=\left|\frac{d\varphi}{dx}\right|^{-1}_{x=0}\int\limits_{\varphi=\varphi_k-eV}^{0}e^{\varphi/kT}d\varphi=kT\left|\frac{d\varphi}{dx}\right|^{-1}_{x=0}\left(1-e^{\frac{\varphi_k-eV}{kT}}\right)\cong$$

$$\cong-kT\left|\frac{d\varphi}{dx}\right|^{-1}_{x=0}\exp\left(\frac{\varphi_k-eV}{kT}\right). \qquad (II.45)$$

Бу ерда $\exp\left(\frac{\varphi_k-eV}{kT}\right)>>1$ **деб ҳисобланади.**

(II.45) ни (II.44) ифодага қўямиз:

$$j = \frac{eD_n n_0}{kT}\left|\frac{d\varphi}{dx}\right|_{x=0}\left(e^{\frac{eV}{kT}}-1\right)\exp\left(-\frac{\varphi_k}{kT}\right) = e\mu_n n_s E_0\left(e^{\frac{eV}{kT}}-1\right), \qquad (II.46)$$

бунда x=0 даги майдон кучланганлиги, (II.26) га биноан,

$$E_0 = \left|\frac{1}{e}\frac{d\varphi}{dx}\right|_{x=0} = \frac{2(\varphi_k - eV)}{e}. \qquad (II.47)$$

Метал n ярим ўтказгич контакти волтампер характеристикасининг (II.46) ифодасидан қуйидаги натижалар келиб чиқади:

1. Агар қўйилган V кучланиш мусбат (ярим ўтказгичга манбанинг манфий қутби уланган) бўлса, бу кучланишни тўғри кучланиш (V>0) дейилади.

Тўғри кучланиш берилган ҳолда кучланиш ортган сари контактдан ўтаётган ток (тўғри ток)

$$j_{тўғри} \sim \exp\frac{eV}{kT}$$

қонун бўйича жуда тез (экспоненциал) ўса боради, яъни контактнинг қаршилиги кескин пасаяди.

2. V>0 бўлган ҳолда ток металдан ярим ўтказгич томонга йўналган, ёпувчи қатлам қаршилиги камая боради, токнинг бу йўналишини ўтказувчи (тўғри) йўналиш дейилади. Олдин айтганимиздек, ёпувчи қатлам қаршилиги потенциал тўсиқнинг eV қадар пасайиши ва унда электронлар зичлигининг ортиши туфайли камайган бўлади.

3. Агар қўйилган кучланиш манфий (ярим ўтказгичга манбанинг мусбат қутби уланган) бўлса, бу кучланишни тескари кучланиш (V<0), у ҳосил қилган токни тескари ток дейилади.

4. Тескари кучланиш берилган ҳолда, агар $|V| >> \frac{kT}{e}$ бўлса, тескари ток ифодаси, (II.46) га биноан,

$$j_{тес} = -e\mu_n n_s E_0 \qquad (II.48)$$

кўринишда бўлади, ва у, (II.47) ифодадан кўринишича, $V^{1/2}$ га мутаносиб бўлади, чегаравий зичлик n_s канча кичик бўлса, яъни

тўсиқ баландлиги φ_k қанча катта бўлса, ёпувчи қатлам қаршилиги шунча катта бўлади.

Юқорида баён қилинган назарияни метал ярим ўтказгич контактининг ўзгарувчан токни тўғрилаши диффузион назарияси дейилади, чунки бу назария (II.41) диффузион тенгламани ечишга асосланган ва ёпувчи қатлам орқали электронлар (умуман заряд ташувчилар) диффузиясини ҳисобга олади. Бу назария етарлича қалин ёпувчи қатламли контактлар учун унча катта бўлмаган кучланишлар ҳолида ўзини оқлайди. Агар электронларнинг эркин югуриш йўли ℓ бўлса (унинг ҳаракатчанлиги $\mu_n \sim \ell$ бўлади) диффузион назариянинг қўлланиш шарти

$$\mathcal{L} >> \frac{2\varphi_k}{kT}\ell \qquad (II.49)$$

бўлишлигини кўрсатиш мумкин. $\mathcal{L} \sim \left(\frac{1}{n_0} \right)^{1/2}$, $\mu_n \sim \ell$ бўлганлиги учун диффузион назария кичик n_0 зичликли, кичик μ_n ҳаракатчанликли ярим ўтказгичларнинг метал билан контакти учун адолатлидир. Бу назария метал билан ёпувчи қатламли контакт ҳосил қиладиган p ярим ўтказгич учун ҳам қўлланиши мумкин.

Энди (II.49) ифодани миқдоран баҳолайлик. Cu_2O p ярим ўтказгич учун $\mu_p = 0{,}06\, м^2/В \cdot с$, $\varepsilon = 8{,}75$; $p_0 = 10^{20}\, м^{-3}$ ва $|\varphi_k| = 0{,}5 эВ$ бўлганда

$$\mathcal{L} = 2{,}2 \cdot 10^{-6}\, м\,, \quad \ell \cong 4 \cdot 10^{-9}\,, \text{ яъни } \frac{kT}{2\varphi_k \ell}\mathcal{L} \cong 15$$

Демак, бу ҳолда (II.49) шарт яхши бажарилади.

II.2.2. Метал ярим ўтказгич контактининг ўзгарувчан токни тўғрилашининг диод назарияси

1938 йилда немис олими В. Шотки метал ярим ўтказгич чегарасида контактнинг тўғрилаш хоссасини келтириб чиқарадиган ва ярим ўтказгичда ҳосил бўладиган қўзғалмас ҳажмий заряд ҳисобига вужудга келадиган потенциал тўсиқ бўлади, деган ғояни айтган. Шу сабабдан тўғриловчи контактларни Шотки тўсиқлари, бундай

контактлар асосида тайёрланган диодларни Шотки диодлари деб юритилади.

Электронлар (ва коваклар) катта ҳаракатчанликка эга бўлган ярим ўтказгичларда (Si, Ge, GaAs, ва б.) электронларнинг эркин югуриш ℓ узунлиги ярим ўтказгичдаги камбағаллашган соҳанинг (ҳажмий заряд соҳасининг) $\mathcal{L}$ кенглигидан катта бўлади ($\ell > \mathcal{L}$). Бинобарин, бунда $\ell >> \frac{kT}{2\varphi_k}\mathcal{L}$ шарт ўринли бўлади.

Бу ҳолда электронлар ёпувчи қатламдан учиб ўтаётиб кристал панжараси билан деярли тўқнашмайди ва энергиясини йўқотмайди. Бинобарин, ана шундай ярим ўтказгичларнинг метал билан тўғриловчи контактини тадқиқлаганда ёпувчи қатлам потенциал тўсиғини енгиб ўтиш учун етарли кинетик энергияга эга бўлган барча электронлар ярим ўтказгичдан металга учиб ўта олади.

(II.36) ва (II.37) ифодаларга асосан, n- ярим ўтказгичдан металга ўтаётган электронлар оқими

$$I_{ЯМ} = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3}\exp\left[-\frac{\varphi(0)-E_{FЯ}}{kT}\right] = \frac{1}{4}n_0\bar{\upsilon}\ \exp\left[-\frac{\varphi(0)}{kT}\right].$$

Контактга V кучланиш берилганда $\varphi(0) = \varphi_k - eV$ бўлишлигини юқорида кўрдик. Яна $n_0\exp(-\varphi_k/kT) = n_s$ эканлиги ҳам бизга маълум.

Демак, юқоридаги ифодани

$$I_{ЯМ} = \frac{1}{4}n_s\bar{\upsilon}\ \exp(eV/kT) \qquad (II.50)$$

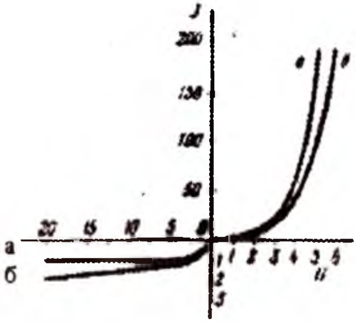
кўринишда ёзса бўлади. Металдан ярим ўтказгичга ўтаётган электронлар оқими (II.37) ифода орқали аниқланади. Мазкур қарама-қарши йўналишлардаги оқимлар айирмаси контакт орқали электронларнинг натижавий оқимини, бу айирманинг электрон заряди e га кўпайтмаси эса электронлар токи зичлигини беради:

$$j_n = e(I_{ЯМ} - I_{МЯ}) = \frac{e}{4}n_s\bar{\upsilon}\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right) = j_s\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right) \qquad (II.51)$$

(II.51) ифода метал - n ярим ўтказгич тўғриловчи контактининг волт-ампер характеристикасини тавсифлайди. Уни келтириб чиқарган

назариянинг диод назарияси деб аталишининг сабаби – токнинг "юпқа" ёпувчи қатламдан ўтиши вакуумли диодда электронларни тормозловчи электрик майдон бўлганда ток ўтишини эслатишидир.

Биз метал – n ярим ўтказгич тўғриловчи контактининг икки назариясини кўрдик. Улар келтириб чиқарган ВАХ лар II.7 расмда тасвирланган.



II.7 расм. Метал ярим ўтказгич контакти ВАХ и. а диод назарияси; б диффузион назарияга асосан

Тўғри кучланиш ($V>0$) берилганда, потенциал тўсиқ пасаяди (II.6,б расм), иккала ҳолда ҳам ток кучланишга экспоненциал қонун бўйича боғланган:

$$j_n \sim e^{eV/kT}, \qquad (II.51')$$

Тескари кучланиш ($V<0$) берилганда, потенциал тўсиқ баландлашади (II.6,в расм), юпқа қатламли контактлар ҳолида тескари ток тўйинишга интилади, қалин қатламли контактлар ҳолида эса тескари ток $|V|^{\frac{1}{2}}$ га мутаносиб равишда ортиб боради. Демак, тўғри йўналишда ($V>0$) контакт токни яхши ўтказади, тескари йўналишда у токни кам ўтказади. Унинг ўзгарувчан токни тўғрилаш хоссаси шунга асосланган.

Юқоридаги ҳисоб ва мулоҳазалар метал ва р ярим ўтказгичнинг тўғриловчи контактига ҳам тўла тадбиқланади.

Албатта биз метал ярим ўтказгич контактининг энг содда ҳоли билан танишдик. Ҳақиқий контактлар тузилиши анча мураккаб бўлади.

1) Киришманинг барча атомлари ионланган, уларнинг зичлиги ҳамма жойда бирдай, эркин заряд ташувчилар йўқ деса бўладиган

даражада кам дейилди. аслида бу фараздан четланиш ва хусусан, φ(x) боғланиш кўриниши мураккаб бўлиши мумкин.

2) Амалда контакт нотекис бўлиши ҳам учрайди

3) Ярим ўтказгич сиртида унга ёпишган (адсорбланган) ёт атомлар қатлами бўлиши ва улар сиртий заряд ҳосил қилиши мумкин.

4) Сиртий ҳолатларда рекомбинация жараёнлари контактнинг ВАХ ига анча ҳисса қўшиши ҳам мумкин.

5) Биз кўриб чиққан физик ёпувчи қатламлардан ташқари, контактда кимёвий ёпувчи қатламлар ҳам бўлади. бу қатламлар таркиби бўйича асосий модданикидан фарқ қилади.

Айтиб ўтилган масалалар махсус адабиётда таҳлил қилинган, кўп зарурий ҳолларда уларнинг ечими ишлаб чиқилган.

Шотки диодларига оид яна бир муҳим масалани, яъни уларда ноасосий заряд ташувчилар токи масаласини қараймиз.

Метал – n ярим ўтказгич тўғриловчи контактида асосий заряд ташувчилар (электронлар) учун ёпувчи қатлам ҳосил бўлганида метал билан чегарада ноасосий ташувчилар (коваклар) тўпланади. Термодинамик мувозанат ҳолатида ковакларнинг чегарадаги зичлиги p_s электронларнинг n_s зичлигидан катта бўлиб кетиши ҳам мумкин. Бу ҳолда контактда ҳар хил (инверс) ўтказувчанликли қатламлар ҳосил бўлади. Инверс қатлам (p-n- ўтиш) ҳосил бўлмаслиги учун p_s< n_s ёки

$$\varphi_k < kT\ln\left(N_d/n_i\right) \qquad (II.52)$$

шарт бажарилмоғи зарур, N_d – ионланган донорлар зичлиги, n_i – хусусий зичлик.

Бу шарт бажарилган деб ҳисоблаб, контакт орқали коваклар токини аниқлаймиз. Ярим ўтказгичнинг метал билан чегарасида кучланиш берилмаган (мувозанатий) ҳолатда

$$p(\mathcal{L}) = p_s\exp\left(-\varphi_k/kT\right) = p_0\,,$$

буңда p_0 – ярим ўтказгич ҳажмидаги коваклар зичлиги.

Контактга V кучланиш берилганда

$$p(\mathcal{L}) = p_s\exp\left(-\frac{\varphi_k - eV}{kT}\right) = p_0\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) \qquad (II.53)$$

Бу ҳолда коваклар токи диффузион ток бўлади. Унинг ифодаси

$$j_p = \frac{eD_p p_0}{L_p}\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right). \qquad (II.54)$$

Ноасосий заряд ташувчилар токининг тўла токка нисбатини (тўла токдаги хиссасини) уларнинг инжекция (пуркаш) коэффициенти дейилади:

$$\gamma_p = \frac{j_p}{j_n + j_p} \cong \frac{j_p}{j_n} = \frac{4\mu_p kTp_0}{eL_p n_s \bar{\upsilon}} \cong 4\frac{p_0}{n_s}. \qquad (II.55)$$

бу ерда L_p ковакларнинг диффузион узунлиги. (II.55) ифодадан кўринишича $p_0 << n_s = n_0 \exp(-\varphi_k/kT)$ бўлганда коваклар токининг хиссаси назарга олмаслик даражада кичик бўлади. Аммо γ_p қийматини баҳолаш зарурати бор.

Тўғрилайдиган метал ярим ўтказгич контактининг V=0 бўлгандаги электрик сиғими мавжуд ва у (II.31) ифода орқали аниқланишини кўрдик.

Контактга ташқи V кучланиш берилганда C_k (зарядий) электрик сиғим ўзгаради:

$$C_k(V) = S\left[\frac{\varepsilon e^2 n_0}{8\pi(\varphi_k - eV)}\right]^{\frac{1}{2}}. \qquad (II.35)$$

Бу ифодадан кўринишича, V>0 бўлганда контактнинг $C_k(V)$ сиғими ортади, V<0 бўлганда эса камаяди. Демак, кучланишни ўзгартириш ёрдамида $C_k(V)$ сиғимни бошқариш имконияти мавжуд. Бу сиғим V га чизиқий боғланган эмас, уни ночизиқий сиғим деб ҳам аташади.

Метал ярим ўтказгич контактининг тўғрилаш хоссасидан ва ўзгартириладиган сиғимидан фойдаланиб жуда кўп хил асбоблар ясалган. бу хоссалар умуман электроникада, айниқса микроэлектроникада кенг қўлланишга эга.

II.3 Тўғриламайдиган (омик) металл ярим ўтказгич контактлар

Ҳар қандай ярим ўтказгичли асбобнинг зарурий қисми токни тўғриламайдиган омик контакт бўлиб, у асбобни ток (кучланиш) манбаига улашга хизмат қилади. Омик контактга қўйиладиган талаблар:

электрик қаршилиги мумкин қадар кичик бўлиши керак;

унинг ВАХи чизиғий бўлишлиги, яъни ундан ўтаётган ток унда кучланиш тушишига пропорционал (J~V) бўлишлиги керак;

у мустаҳкам механик бирикиш ҳосил қилиши зарур;

контакт ток ўтаётганда қизиб кетмаслиги ажралаётган иссикликни тез сочиб юбора оладиган бўлиши лозим ва х.к.

Биз қуйида баъзи соддалаштирилган ҳисобларни келтирамиз. Омик контакт ҳақидаги батафсилроқ маълумот қўшимчаларда жойланган.

Контактнинг электрик хоссаларига нисбатан қўйиладиган талабларни қаноатлантириш учун омик контакт сифатида антиёпувчи катламли ё туннелланишга шаффоф ёпувчи қатламли ёки зоналар кам эгилган ёпувчи қатламли металл ярим ўтказгич контактидан фойдаланилади.

II.3.1. Антиёпувчи қатламли контакт

Бу ҳолда энергетик зоналарнинг эгилиши (II.5. в, г расм) ярим ўтказгичдан метал томонга термоэлектрон оқимга таъсир кўрсатмайди. Демак,

$$I_{я \to м} = \left(4\pi/h^3\right) m_n^*(kT)^2 \exp\left(E_F/kT\right) = \frac{n_0 \bar{\upsilon}}{4} .$$

Ушбу оқимнинг қиймати контактга бериладиган кучланишга боғлиқ эмас. Металдан ярим ўтказгич томонга термоэлектрон оқим кучланиш йўқлигида (V=0) юқоридагидай бўлади. Аммо, металга манбанинг мусбат қутби, n ярим ўтказгичга манфий қутби уланганда металдан ярим ўтказгичга ўтадиган электронлар учун потенциал тўсиқ баландлиги eV қадар ортади, $I_{м \to я}$ оқим эса $\exp(-eV/kT)$ марта камаяди. Шундай қилиб, диод назарияси бўйича антиёпувчи қатламдан ўтаётган ток зичлиги

$$j = e(I_{я \to м} - I_{м \to я}) = \frac{(en_0 \bar{\upsilon})}{4}[-\exp(-ev/kT)] \qquad \text{(II.56)}$$

Агар $V \ll kT/e$ бўлса,

$$j = (en_0\ \bar{\upsilon}/4)\frac{e}{kT}V , \qquad \text{(II.56a)}$$

яъни волт ампер характеристика чизиғий бўлади, контактнинг бирлик юзига тўғри келадиган қаршилиги

$$R = V/j = 4kT/e^2 n_0 \bar{\upsilon} \qquad (II.57)$$

Бу ифодадан кўринишича, n_0 қанча катта бўлса, R шунча кичик бўлади. T=300 K температурада $n_0 = 10^{21} м^{-3}$ бўлганида $R = 5\cdot 10^{-1} Ом\cdot м^{-2}$, аммо $n_0 = 10^{24} м^{-3}$ бўлганда $R = 5\cdot 10^{-4} Ом\cdot м^{-2}$ бўлади.

II.3.2. Зоналар кам эгилган ёпувчи қатлам

Бу ҳолда контактдан ўтаётган ток зичлиги

$$j = e\left(I_{я\to м} - I_{м\to я}\right) = A^* T^2 \exp\left[-(\varphi_k - E_F)/kT\right]\left[\exp(eV/kT) - 1\right], \qquad (II.58)$$

бундаги A^* изотроп n ярим ўтказгич учун

$$A^* = \left(m_n^*/m_0\right)A_0 = 1.2\cdot 10^6 \left(m_n^*/m_0\right) A/м^2 .$$

A_0 Ричардсон доимийси, A ампер.

Анизотроп n Ge учун $A^*/A_0 = 1{,}11 \div 1{,}19$; n Si учун $A^*/A_0 = 2{,}1 \div 2{,}2$.

Агар $V \ll kT/e$ кичик кучланиш контактга тушса

$$j \cong (en_0 \bar{\upsilon}/4)(eV/kT)\exp(-\varphi_k/kT) \qquad (II.58a)$$

ва

$$R = \frac{4\kappa T}{e^2 n_0 \bar{\upsilon}} \exp(\varphi_\kappa / \kappa T) . \qquad (II.59)$$

Бу ҳолда T=300 K температурада φ_k=2,3kT ва $n_0=10^{21}м^{-3}$ бўлганида R=5 Ом·м$^{-3}$, аммо T ва $\varphi_к$ нинг ўша қийматлари ва $n_0=10^{24}м^{-3}$ бўлганида R=5·10^{-3}Ом·м$^{-2}$ бўлади, яъни R бунда ($\varphi_к$ ҳисобидан) бир тартибга катта бўлади.

II.3.3. Кичик қалинликли ёпувчи қатлам

Контактдан фақат туннел ток ўтаётир деб фараз қилсак, $V << kT/e$ ва $eV << \varphi_m$ (бунда φ_m металдан ярим ўтказгичга электрон ўтиши учун потенциал тўсиқ чиқиш иши) бўлганида

$$j=[en_0\ \bar{\upsilon}\,(V)/4]\,(eV/kT)\exp[-(\varphi_m/E_{00}+E_F/kT)]. \qquad (II.60)$$

Бундан: $$R=[4kT/e^2 n_0\ \bar{\upsilon}\,(V)]\,\exp(\varphi_m/E_{00}+E_F/kT). \qquad (II.61)$$

бунда $E_{00}=e\left(n_0 h^2/16\pi^2 \varepsilon m_n^*\right)^{1/2}$.

$\phi(V)<1$ ва $\exp(\varphi_m/E_{00}+E_F/kT)$ >1 бўлганлиги сабабидан R бу ҳолда ҳам n_0 нинг бир қийматида антиёпувчи катламникидан катта бўлади.

II.4. Шотки диодининг характеристикалари

Тўғриловчи метал ярим ўтказгич контактини Шотки диоди ёки Шотки тўсиқли диод дейилади. Бу диодни манбага уловчи контактлар омик бўлишлиги зарур, базасининг қаршилиги нисбатан кичик бўлишлиги керак. Агар диодга берилган ташқи кучланиш тўғриловчи контактнинг потенциал тўсиғидан кичик бўлган ҳолда Шотки диодининг волт ампер характеристикаси диффузион назарияси бўйича (II.46) ва (II.48) ифодалар билан, диод назарияси бўйича (II.51) ифода бўйича аниқланади, электрик сиғимини эса (II.35) ифода тавсифлайди.

Шуни эсда тутиш кераки, биз кўриб чиққан ҳоллар энг содда контактлар ҳоли бўлиб, ҳақиқатда контакт қатламида жойлашган марказлар орқали рекомбинация жараёнлари содир бўлиши, бу қатламларда оксид қатламчалари мавжуд бўлиши мумкин. Бу омилларни ҳисобга олиш, албатта, диоднинг волт ампер характеристикасини у ёки бу даражада ўзгартиради.

Уловчи контактларнинг аниқ омик бўлмаслиги ҳам ўз таъсирини кўрсатади.

II.4.1.Шотки диодининг статик характеристикаси

Шотки тўсиғи катталиги билан таққосланарли (ўзгармас ток билан кучланиш орасидаги боғланиш) ва ундан катта ташқи кучланиш берилганда унинг бир қисми диод базасига (асосига) тушади. Бу ҳолда Шотки контактига тушаётган ташқи кучланиш V_k

тўла V кучланишнинг 1/m улушини ташкил қилади, яъни $V_k = V/m$. Демак, масалан, (II.51) ифода

$$j = \frac{en_s}{4}\bar{\upsilon}\left(e^{\frac{eV}{mkT}} - 1\right) \qquad (II.63)$$

кўринишни олади. Бу ҳолда Шотки диодининг ВАХи II.7 расмдаги тахлитда бўлади.

Агар диод базасида (асосида) кучланишнинг катта қисми тушса (бу катта токлар ўтаётганда юз беради), диоддан ўтаётган тўғри ток билан ташқи кучланиш орасидаги боғланиш даражали функция кўринишида бўлиши мумкин:

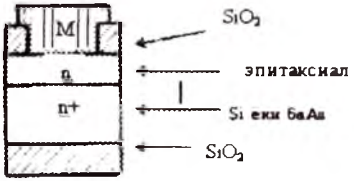
$$j = AV^{a}, \qquad (II.64)$$

бунда a кўрсаттич, шароитга қараб, ҳар хил сон қийматларни қабул қилиши мумкин.

Яна шуни ҳисобга олиш керакки, ташқи кучланиш ортиб борган сайин ноасосий заряд ташувчилар (n ярим ўтказгичда коваклар) инжекция коэффициенти ортиб боради.

Тескари кучланиш берилган ҳолда тўғриловчи контактнинг потенциал тўсиғи баландлашади, унинг қаршилиги катталашади. кучланишнинг катта қисми контактга тушади, ундан ўтаётган ток кичик бўлиб, тўйинади (диод назариясига қаранг). Бу хоссадан ўзгарувчан токни тўғрилайдиган асбоблар ясашда фойдаланилади.

Шотки диодларининг ω такрорийликка боғлиқ хоссаларига контактнинг сиғими қайта зарядланиш вақти $\tau = r_\sigma C_k$ асосий таъсир кўрсатади. Бу вақтни қанча камайтирилса, диод шунча юқори такрорийликли токларни тўғрилай олади. Шу мақсадда диод базаси r_σ қаршилигини камайтиришга ҳаракат қилинади.



II.8 расм. Тайёрланадиган Шотки диодининг бир хили.

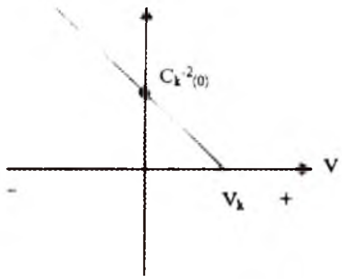
Бунинг учун тўғриловчи Шотки диодини катта зичликли электронлари мавжуд бўлган ярим ўтказгич кристали асосида ясаш маъқул. II.8 расмда шундай диод тузилиши тасвирланган. Шотки диодлари юқори такрорийликли кучли токларни тўғрилашда p n

ўтишли диодлардан анча афзал туради, чунки Шотки диодлари кичикроқ тўғри кучланиш талаб қилади, рухсатланадиган тўғри ток зичлиги каттароқ.

II.4.2. Шотки диодининг вольт-фарад характеристикаси

(II.31) ва (II.35) ифодалар метал- n- ярим ўтказгич ёпувчи контактининг электрик сиғимининг кучланиш берилмаган ва кучланиш берилган ҳоллардаги муносабатларни тавсифлайди. (II.35) ифодадан кўринишича бу сиғим ташқи кучланишнинг ишораси ва катталигига боғлиқ.

Одатда (II.35) ифодани C_k^{-2} га нисбатан қайта ёзиб, бу боғланишни график шаклда тасвирланади (II.9 расм).



II.9 расм

Бундай қилганда мазкур боғланиш тўғри чизиқ кўринишида тасвирланади. Контактга кучланиш бериб $C_к$ сиғимни ўзгартириш мумкин. Бу хоссадан ёпувчи контактни ўзгарувчан сиғимли конденсатор каби ишлатишда фойдаланилади. Айниқса, тескари кучланиш берилган ҳолда контактдан деярли ток ўтмайди, аммо контактнинг сиғими самарали ишлай беради. Биз келтирган ифодалар юпқа (кескин ёпувчи қатламли) контактлар ҳолларига оид эканлигини эслатиб ўтамиз.

Яримўтказгичли асбобларнинг ишлашини таҳлил қилинганда уларнинг ўтиш характеристикалари ҳам ўрганилади. Бу масалага кейинги бобларда тўхталамиз.

II.4.3. Шотки диодининг эквивалент схемаси

Агар Шотки диодига V_0 ўзгармас кучланиш $U_1\exp(i\omega t)$ кичик ўзгарувчан кучланиш берилса, ундан ўзгарувчан ток ҳам ўтади. Бунда

$V=V_0+\upsilon_1\exp(i\omega t)$ ни (II.51) га қўйсак, $\frac{e\upsilon_1}{kT}<<1$ деб хисоблиб, қаторга ёйсак,

$$j+\tilde{j}=j_s\left[\exp(eV_0/kT)-1\right]+j_s\exp(eV_0/kT)\frac{eV_1}{kT}\exp(i\omega t) \qquad \text{(II.64)}$$

бунда ўзгарувчан ўтказувчанлик токи

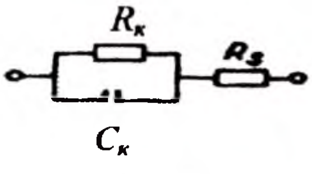
$$\tilde{j}=j_s\exp(eV_0/kT)\frac{e\upsilon_1}{kT}\exp(i\omega t). \qquad \text{(II.65)}$$

Бундан бошқа яна силжиш токи ҳам мавжуд, яъни

$$\tilde{j}_c=dD/dt=\left[en_0\ 2\varepsilon\varepsilon_0\left(V_k\pm V_0\right)\right]^{1/2}\omega\ \upsilon_1\exp\left[i(\omega t+\pi/2)\right]=$$

$$=\omega C_k\ \upsilon_1\exp\left[i(\omega t+\pi/2)\right] \qquad \text{(II.66)}$$

Тўла ўзгарувчан ток, шундай қилиб, шу икки ток йиғиндисидан иборат бўлиб, ўзгарувчан ток ўтиши учун параллел уланган икки канал бор: Шотки тўсиғининг фаол R_k қаршилиги (G_k фаол ўтказувчанлиги) ва унинг C_k электрик сиғими каналлари бор. Ўзгарувчан токнинг иккала ташкил этувчилари ҳам ярим ўтказгич ҳажми ва омик контакт қаршилиги орқали ўтади. Бу қаршиликлар йиғиндиси R_s кетма-кет уланган қаршилик вазифасини бажаради. Шундай қилиб, Шотки тўсиқли диоднинг эквивалент схемасини II.10 расмдаги кўринишда тасвирлаш мумкин.



II.10 расм.

II.3 банддаги маълумотга қўшимча қиламиз.

Агар метал-ярим ўтказгич контактининг волт-ампер характеристикаси чизиғий бўлса, у орқали ноасосий заряд ташувчилар ярим ўтказгичга киритилмаса, яъни контактдан ўтаётган J ток билан унга берилган V кучланиш Ом қонуни асосида ўзаро боғланган бўлса, бундай контактни <u>омик контакт</u> дейилади.

Омик контактлар ярим ўтказгичли ҳар бир асбобнинг ёки интеграл микросхеманинг (ИМС нинг) қисмларини ўзаро боғлайди ва ташқи занжирга улайди. Уларни батафсилроқ қарайлик.

Бу контактлар қуйидаги асосий талабларни қаноатлантириши зарур:

- контакт тўғриламайдиган бўлиши лозим, яъни электрик ток йўналиши ўзгарганда унинг қаршилиги ўзгармаслиги керак;
- контакт чизиғий волт-ампер характеристикага эга бўлиши керак, яъни унинг қаршилиги ўтаётган ток катталигига боғлиқ бўлмаслиги керак;
- контактнинг тўғриловчи контакт ёки р-п ўтиш текислигига тик ва параллел йўналишларда қаршилиги жуда кичик бўлиши, иссиқлик ўтказувчанлиги катта бўлиши, ярим ўтказгичга мустаҳкам ёпишиб кета оладиган бўлиши керак;
- ноасосий заряд ташувчиларни ярим ўтказгичга киритмайдиган (инжекцияламайдиган) бўлиши керак;
- иссиқликдан кенгайиш коэффициенти ярим ўтказгичникига ва чиқиш электродиникига имкони борича яқин бўлиши керак;
- контакт қатлами ярим ўтказгич ичига чуқур кирмаслиги керак, акс ҳолда омик контакт тўғриловчи контакт билан туташиб кетса, ўз қийматини йўқотади;
- омик контактнинг материали фотолитографик ишлов бериш имкониятига эга бўлиши керак.

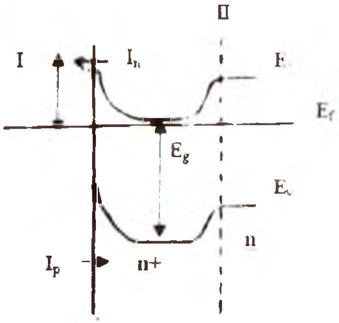
Юқорида санаб ўтилган талабларнинг бирортаси бажарилмаса асбобнинг характеристикаси сифати ёмонлашади. Масалан, контактнинг ВАХи ночизиғий бўлса, у ҳолда асбобнинг ВАХи бузилади. Контактнинг қаршилиги каттайса, асбобларнинг тўғрилаш ва кучайтириш хоссалари ёмонлашади. Агар контакт инжекцияловчи бўлса, бу ҳолда асбобнинг тескари токи ортиб кетади. Албатта, бундай ҳолларда омик контакт қай бир даражада хоссаларини йўқотади.

Шуни таъкидлаш керакки, барча талабларни бир вақтда аниқ қаноатлантирадиган омик контакт яратиш амалда жуда қийин масаладир.

Биз II.3 бандда кўрганимиздек, металл билан ярим ўтказгич контакти омик контакт бўлиши учун унда антиёпувчи (ёпмовчи) қатлам ҳосил бўлиши зарур. Ярим ўтказгич n турли бўлганда $\chi_м<\chi_я$

(бунда $\chi_м$ ва $\chi_я$ металл ва ярим ўтказгичдан электроннинг чикиш иши), p- турли бўлганда $\chi_м > \chi_я$ бўлиши зарур. Аммо, хакикий шароитда металл ярим ўтказгич чегарасидаги энергетик холатларнинг таъсири сабабидан – мазкур шартлар асосида омик контакт хосил килиш кўпинча мумкин бўлмайди.

Агар ярим ўтказгичнинг металга туташадиган чегараси якинида кучли легирланган (ярим ўтказгич хажмига нисбатан кўп микдорда



II.11-расм. Кучли легирланган ярим ўтказгич сохали контактнинг энергетик диаграммаси: I-металл; II-ярим ўтказгич; n^+-кучли легирланган соха.

эркин электронлар ёки коваклар берувчи киришмалар киритилган) соха хосил килинса, у холда яхши омик контакт вужудга келиши мумкин. Бунда металга ярим ўтказгичнинг n^+-n ёки p^+-p сохаси туташади.

Расмдан кўринишича, метал ва ярим ўтказгич чегарасида $\varphi_б$ потенциал тўсик бор. Бу соха кучли легирлангани туфайли тўсик якинидаги камбағаллашган қатлам етарлича юпқа ва тўсиқ шаффофдай бўлади, контакт орқали ток ўтиб туриши (туннеллаши) учун жуда кичик кучланиш тушиши кифоя. Токнинг катта кисмини электронлар токи ташкил қилади, оз қисмини коваклар токи ташкил қилади. Инжекция коэффициенти кичик:

$$\gamma_p = \frac{I_p}{I_p + I_n} \approx \frac{I_p}{I_n} \approx \exp\left(\varphi_б - E_к\right)/kT \qquad (II.67)$$

Бундай контактнинг омиклик сифатини яхшилаш учун $\varphi_б$ ни кичайтириш ва $E_к$ ни каттайтириш керак.

Кучли легирланган соҳани қотиштириш, диффузия ёки ионлар киритиш усуллари ёрдамида ҳосил қилинади. Бундай соҳалар Ge, Si GaAs ва бошқа ярим ўтказгичларга омик контактлар қилишда пайдо қилинади.

Контакт материалларга қўйиладиган талабларни дурустроқ қаноатлантирадиган метал алюминийдир. Алюминий юқори ўтказувчанликка эга, пластик, кремнийга, SiO_2 ва Si_3N_4 га нисбатан ёпишқоқлиги (адгезияси) яхши, кремний ва SiO_2 билан ўзаро таъсирлашмайдиган сиртни едирувчи моддалардан фойдаланиб унга фотолитографик ишлов бериш осон.

Алюминий кремний билан барқарор металлургик системани ташкил килади. Алюминий пардаларига термокомпрессия усули билан чикишлар (электродлар) кавшарлаш қийин эмас. Контакт материал сифатида алюминийнинг камчиликлари ҳам бор. Бу камчиликларни бартараф қилиш учун қўшимча чоралар кўриш керак бўлади. Булардан баъзиларини, масалан, алюминийга ~1% гача кремний киритганда, кремний билан силицидлар ҳосил қиладиган Cu, Ti, Mn, Fe металлар қўшимчаларини киритганда номақбул электродиффузия эффекти жуда кичиклашишини айтиб ўтамиз.

Юқорироқ сифатли омик контактлар олиш учун кўп катламли системалар қўлланади, бунда ярим ўтказгич билан контактлашадиган қатламни шакллантириш учун юқорида баён қилинган талаблар бажарилишини таъминлайдиган металлар қўлланади. Бу мақсадда титан, хром, ванадий, волфрамдан фойдаланилади.

Кўп қатламли омик контактлар системаларига мисоллар: Si-Ti Au, Si Ti Mo Cr Au.

Бу ҳолларда у ёки бу металнинг айрим хоссалари эътиборга олиниб, қатламлар устига қатламлар ўтқазилади.

Омик контактлар биргаликда қотиштириш усулида қуйидагича ҳосил қилинади. Кристал пластинаси юзига ўтқазилган металнинг юпқа қатламини, шарча шаклидаги метални суюлиш температурасигача киздирилади. Бунда улар ичига ярим ўтказгичнинг озроқ миқдори киради (эрийди). Системани совутганда (қотирганда) метал атомлари ва легирловчи киришмалар бўлган ярим ўтказгич кристалланади. Натижада Me-n^+-n ёки Me-p^+-p равишдаги тузилма ҳосил бўлади.

Электрокимёвий усулда омик контакт олишда катоддан метални ўтқазиб, электродлар орасидан ток ўтказилади, бунда 1

Термокомпрессия билан ингичка симни бириктириш учун иситиш ва босим қўлланади.

Ултратовуш билан бириктириш учун ултратовуш тебрангичнинг босим билан бирга қўлланилади. Бу усул қўлланганда ишқалиш эвазига сиртдаги парда бузилади, бу эса бириктирилаётган

материаллар орасида жипс контакт ҳосил қилади. Механик босим ва ишқалиш симни сирт билан мустаҳкам бириктиради. Бу усул билан паст омли контактларни ярим ўтказгичларнинг n^+ ёки p^+ сиртларида ҳосил қилиш мумкин.

Назорат учун саволлар

1. Қайси шароитда металл-ярим ўтказгич контакти тўғриловчи бўлади?
2. Қайси шароитда металл-ярим ўтказгич контакти тўғриламайдиган бўлади?
3. Ёпувчи контактни тавсифлайдиган катталиклар?
4. Антиёпувчи қатламнинг хусусиятлари қандай?
5. Тўғрилайдиган металл-ярим ўтказгич контакти волт-ампер характеристикасини тавсифланг.
6. Тўғрилайдиган металл-ярим ўтказгич контактининг электрик сиғими ва унинг хусусиятлари қанақа?
7. Қандай диодни Шотки диоди дейилади?
8. Шотки диодининг волт-ампер характеристикаларини тавсифланг.
9. Шотки диодининг волт-фарад характеристикасини тавсифланг.
10. Шотки диодининг эквивалент схемаси.
11. Омик контактлар ва контактлар тизимларининг қанақаларини биласиз?
12. Шотки диодлари қайси мақсадларда қўлланади?

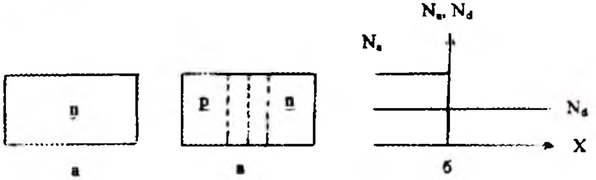
III боб

p-n (ЭЛЕКТРОН-КОВАК) ЎТИШЛАР

p- тур ярим ўтказгич билан n- тур ярим ўтказгич туташган чегарада ҳосил бўладиган ажойиб хоссали қатламни p-n ўтиш (электрон-ковак ўтиш) дейилади. Унинг энг содда ҳоли p-n гомоўтиш бўлиб, бунда мазкур ўтиш битта ярим ўтказгич кристалининг ичида унинг p- ва n- ўтказувчанликли соҳаларнинг туташган (контактлашган) жойида ҳосил бўлади.

Амалда ҳажми бўйича бирор тур киришма, масалан донорлар текис тақсимланган ярим ўтказгичнинг бир қисмига бошқа тур киришма-акцепторлар киритиб, бу қисмда акцепторлар донорлардан ортиқча бўладиган қилинади. Бу ҳолда донорлар кўп соҳа n-ўтказувчанликка, акцепторлар кўп соҳа p- ўтказувчанликка эга бўлади ва улар чегарасида p-n гомоўтиш қатлами ҳосил бўлади.

Масалан, дастлаб фосфор (P) атомлари (донорлар) киритилган кремний кристали намунасининг бирор қатламига бор (B) атомлари (акцепторлар) киритилса, юқорида айтилган p-n ўтиш пайдо бўлади (III.1-расм).



III.1-расм. а - n- ўтказувчанликли ярим ўтказгич; б - n- тур ярим ўтказгичга акцепторлар киритилган; в - p-n ўтиш ҳосил бўлиши.

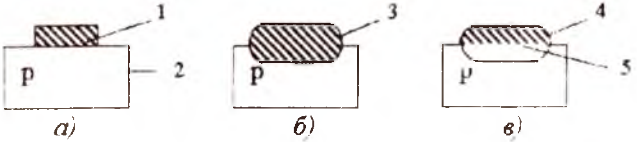
Ярим ўтказгичли асбобларнинг кўпчилиги p-n ўтиш хоссаларига асосланиб яратилган. Бу турли мақсадларга мўлжалланиб тайёрланадиган диодлар, транзисторлар, интеграл микросхемалар ва бошқалардир.

III.1. p-n ўтиш ҳосил қилиш

p-n ўтишни ҳосил қилишнинг иккита усули энг катта аҳамиятга эга:

1. Суюлмали усул. Масалан,p-ўтказувчанликли ярим ўтказгич устига донор киришма берадиган метал ёки қотишма парчаси қўйилади, у суюлгунча қиздирилади, оқибатда суюлган устама ярим ўтказгич кристали ичига қисман киради ва совутишдан сўнг қайта кристалланган ярим ўтказгичнинг n- ўтказувчанликли қатлами

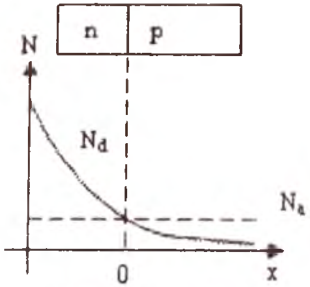
ҳосил бўлиб n ва p соҳалар орасида p-n ўтиш ҳосил бўлади. Одатда бу усул билан олинган p-n ўтишда киришма зичлиги ўзгарадиган соҳа кенглиги p-n ўтишнинг ўз кенглигидан анча кичик бўлади. Бундай ўтишларни <u>кескин p-n ўтиш</u> дейилади (III.2-расм).



III.2-расм. а) донор киришмали 1 модда 2 ярим ўтказгич устига қўйилган; б) устама модданинг ярим ўтказгич билан 3 суюлмаси юқори температурада; в) устаманинг ортиқча 4 қатлами совутишдан сўнг қайта кристалланган ярим ўтказгич сиртида.

2. <u>Диффузион усул.</u> Бу усул қўлланганда газсимон, суюқ ёки қаттиқ ҳолатдаги киришмани юқори температурада ярим ўтказгичга диффузияланади. Диффузион усулнинг бир неча хиллари бор. Агар n- ўтказувчанликли ярим ўтказгичга p- ўтказувчанлик ҳосил қиладиган киришма (донорлардан кўпроқ миқдорда) киритилса, диффузион p-n ўтиш ҳосил бўлади. Одатда бундай ўтишларда киришма зичлиги ўзгарадиган соҳа кенглиги p-n ўтиш кенглигидан каттароқ бўлади. Мана шундай ўтишни <u>силлиқ p-n ўтиш</u> дейилади.

Яна бир ҳол қизиқарли бўлиб, у суюлмали усулга тегишли. Бу ҳолда киришма устама суюлмасидан ярим ўтказгичга эмас, балки ярим ўтказгичдан устамага ўтади. Масалан, мис билан юқори зичликда легирланган p- германийга метал ёки қотишма суюлмаси киритилганда анча катта диффузия коэффициентига эга бўлган мис германийдан устамага ўтади. Бу ходисани <u>ярим ўтказгич конверсияси</u> дейилади.



III.3-расм. Диффузион p-n ўтиш

Ярим ўтказгич асбобларини ишлаб чиқаришда эпитаксиал ўстириш усулидан кенг фойдаланилмоқда. Бунда муайян ўтказувчанликли монокристал ярим ўтказгич тагликка газсимон ёки суюқ холатдаги ўша ярим ўтказгич моддадан монокристал қатлам ўтказилади. Бу жараёнда таглик ўтказувчанлигидан бошқа тур ўтказувчанлик берадиган киришма ҳам қўшилади. Оқибатда таглик ва эпитаксиал қатлам ўтказувчанликлари ҳар хил бўлади. Эпитаксиал усулнинг бошқа имкониятлари ҳам бор.

III.2. Кескин p-n ўтиш

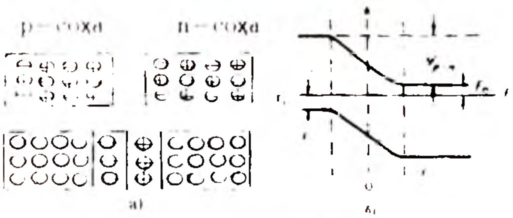
Кескин p-n ўтишда киришмалар зичлиги p- ва n- соҳалар чегарасида кескин ўзгаради, яъни p- соҳада акцепторлар зичлиги N_a, донорлар $N_d <<< N_a$ бўлса, n- соҳада акцепторлар деярли йўқ, донорлар зичлиги N_d бўлади (III.1-расм).

Ҳозир биз шу кескин p-n ўтиш хоссалари билан танишамиз.

Донор атомлар n- соҳада ўз электронларини ўтказувчанлик зонасига бериб бўлган, яъни $n_n = N_d$, акцептор атомлари p- соҳада ўзига валент зонадан электронларни тортиб олган, яъни $p_p = N_a$ бўлади, яъни киришма атомлар тўла ионланган деб фараз қиламиз. Бинобарин, p-соҳада коваклар мусбат заряди манфий акцептор ионлари зарядига тенг, n- соҳада электронлар заряди мусбат донор ионлари зарядига тенг, яъни бу соҳалар туташгунча электрик жиҳатдан нейтрал, барча киришма атомлар ионланган.

p-соҳа билан n-соҳа ту-таштирилганда p-соҳада кўп бўлган коваклар n-соҳага диф-фузияланади, бу соҳа ҳажмида рекомбинацияланади,p-соҳанинг чегаравий қатламида асосан қўзғалмас манфий ионлар қолади, яъни бу қатлам манфий заряд-ланган бўлиб қолади. n- соҳада кўп бўлган электронлар p-соҳа га диффузияланади, бу соҳа ҳажмида рекомбинацияланади, n-соҳанинг чегаравий қатламида асосан қўзғалмас мусбат ионлар

қолади, яъни бу қатлам мусбат зарядланган бўлиб қолади. (III.4,б-расм).



III.4-расм. p-n ўтиш ҳосил бўлиши.

Шу зарядланган p-n ўтиш юпқа қатламидаги электрик майдон n- тур соҳа томондан p- тур соҳа томон йўналган бўлиб, у ҳосил қилган электронлар ва коваклар дрейф оқимлари уларнинг диффузион оқимларига қарама-қарши йўналган. p-n ўтиш шаклланиб бўлганда дрейф ва диффузион оқимлар бир бирини мувозанатлайди, Ферми сатҳи ҳамма жойда бир чизиқда ётади, p-n ўтишдан ток ўтмайди.

Баъзи талабаларда p-n ўтишдаги зарядли зарралар ҳақида қуйидаги нотўғри тасаввур ҳосил бўлгани учраб туради: гўё p- соҳадан n- соҳага коваклар ўтиб чегара қатламида мусбат заряд, n- соҳадан p- соҳага электронлар ўтиб чегарада манфий заряд ҳосил қилади деб ўйлашади. p-n ўтишдаги киришма ионлари зарядлари ишораси диффузияланган ҳаракатчан зарядлар ишорасига ўхшашлиги янглиштирса эҳтимол. Ваҳоланки, диффузияланган ҳаракатчан заряд ташувчилар чегарада йиғилмасдан,ҳажмга ўтиб, рекомбинацияланиб кетади. p-n ўтиш соҳасида E(x) электрик майдонни асосан унинг n- соҳа тарафидаги қатламидаги мусбат донор ионлари, p- соҳа тарафидаги қатламидаги манфий акцептор ионлари ҳосил қилганлиги сабабидан мазкур электрик майдонда электрик потенциал φ(x) тескари йўналишда ўзгариб боради. Электронларнинг потенциал энергияси φ(x)=–eV(x), ковакларники φ'(x)=+eV(x) бўлганлиги учун электроннинг потенциал энергияси n-соҳадан p-соҳага томон кўтарилиб боради (III.4.г расм). бу йўналишда электронлар учун потенциал тўсиқ мавжуд бўлади. аксинча, ковакнинг потенциал энергияси қарама-қарши йўналишда уса боради, p-n ўтиш чегаралари орсидаги $\varphi_к$ потенциаллар айирмасини <u>контакт потенциаллар айирмаси</u> дейилади, p-n ўтиш соҳаси майдони электронларнинг n-соҳадан p-соҳага, ковакларнинг p-соҳадан n-соҳага ўтишига қаршилик кўрсатадиган <u>потенциал тўсиқдан</u> иборат, $\varphi_к$ ни унинг <u>баландлиги</u> дейилади.

Юқорида айтилганларни жамлаб, p-n ўтишнинг қуйидаги асосий хоссаларини таъкидлаймиз.

1. p-n ўтиш ярим ўтказгичнинг p-ва n- ўтказувчанликли соҳалари туташган чегарада ҳосил бўладиган юпқа қатламдир. Унинг қалинлиги микронлар тартибида.

2. p-n ўтишни ҳажмий заряд соҳаси ҳам дейилади, чунки унда ҳаракатчан заряд ташувчилар - ўтказувчанлик электронлари ва коваклари жуда кам миқдорда бўлиб, асосан қўзғалмас донор мусбат ионлари ва акцептор манфий ионлари (ҳажмий заряд) электрик майдон ҳосил қилади.

3. p n ўтишнинг электрик майдони электронлар ва коваклар учун тегишли йўналишда потенциал тўсиқ бўлиб, бу тўсиқнинг баландлиги φ_k контакт потенциаллар айирмасига тенг.

4. p n ўтишда ҳаракатчан (токда қатнашадиган) электронлар ва коваклар жуда кам қолганлиги туфайли унинг солиштирма электрик қаршилиги жуда катта, тўла қаршилиги p ва n соҳаларникидан анча катта бўлиши мумкин.

p n ўтишнинг шу хоссаларидан келиб чиқадиган фазилатлари ҳақида кейинги мавзуларда батафсил тўхталамиз.

III.2. p n гомоўтишни тавсифлайдиган катталиклар

III.2.1. p n ўтишнинг потенциал тўсиғи баландлиги

Мувозанат шароитида Ферми (кимёвий потенциал) сатҳи E_F p n ўтишнинг ҳар икки томонида бир хил баландликда (бир чизиқда) жойлашган бўлади. (III.3.г расм).

P n ўтишнинг <u>потенциал тўсиғи баландлиги</u> (E_{Fn} ва E_{Fp} манфий ишорали)

$$\varphi_k = E_g + E_{Fn} + E_{Fp} = E_g - |E_{Fn}| - |E_{Fp}| \qquad \text{(III.1)}$$

E_{Fn} ва E_{Fp} ферми сатҳлари ифодаларини (I.28) ва (I.29) муносабатлардан топилади, $n_0=n_n$, $p_0=p_p$ деб олинади, (I.29) ифода (I.28) шаклда ёзилади.

Бу ҳолда

$$E_{Fn} = kT \ln \frac{n_n}{N_V}, \qquad \text{(III.2)}$$

$$E_{Fp} = kT \ln \frac{P_p}{N_V} \qquad \text{(III.3)}$$

(III.2) ва (III.3) ифодалар (III.1) га қўйилса, (I.30) эътиборга олинса,

$$\varphi_k = E_g - kT \ln \frac{N_c N_V}{p_p n_n} = E_g - kT \ln N_c N_V + \ln p_p n_n =$$

$$= -kT \ln N_c N_V e^{E_g/kT} + kT \ln p_p n_n = kT \ln \frac{p_p n_n}{n_i^2} \qquad \text{(III.4)}$$

Агар p ва n соҳаларда киришмалар тўла ионланган бўлса, яъни $p_p = N_a$, $n_n = N_d$ бўлса,

$$\varphi_k = kT\ln\frac{N_a N_d}{n_i^2} \qquad (III.4)$$

Ҳажмий заряд миқдори $Q_n^+ = eN_d\mathcal{L}_n$; $Q_p^- = eN_a\mathcal{L}_p$, бунда $Q_n^+ = \left|Q_p^-\right|$.

Потенциал тўсиқ, юқорида айтилганидек, электронларнинг n соҳадан p соҳага, ковакларнинг p соҳадан n соҳага ўтишига тўсқинлик қилади.

III.2.2 Кескин p-n гомоўтишда потенциал тақсимоти

p-n ўтишнинг n соҳасидаги қатламида $(0 < x < \mathcal{L}_n$ оралиқда) мусбат ҳажмий зарядни донор ионлари ташкил қилади, яъни

$$\rho = eN_d = en_n \qquad (0<x<\mathcal{L}_n) \qquad (III.5)$$

деб ҳисоблаймиз, p-соҳадаги қатламида $(-\mathcal{L}_p<x<0$ оралиқда) манфий ҳажмий зарядни акцептор ионлари ташкил қилади, яъни

$$\rho = -eN_a = -ep_p \qquad (III.6)$$

деб ҳисоблаймиз, бунда $\mathcal{L}_n$, $\mathcal{L}_p$ p-n ўтишнинг n ва p соҳаларидаги қатламларнинг кенглиги.

ε нисбий диэлектрик сингдирувчанликка эга бўлган ярим ўтказгич учун Максвелл тенгламаси

$$div\bar{D} = 4\pi\rho$$

электрик майдон фақат x йўналишда ўзгарадиган ҳолда

$$\frac{dD}{dx} = 4\pi\rho \quad \text{ёки} \quad \frac{dE}{dx} = 4\pi\rho/\varepsilon,$$

Электрик майдон E(x) кучланганлиги V(x) потенциал билан $E(x)=-dV/dx$, электроннинг потенциал энергияси $\varphi(x)=(-e)V(x)$ билан эса $E(x) = \frac{1}{e}\frac{d\varphi}{dx}$ кўринишида боғланган. Шунинг учун юқоридаги Максвелл тенгламаси қуйидаги Пуассон тенгламалари кўринишини олади:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2}=\frac{4\pi e^2 N_d}{\varepsilon}\qquad (0<x<\mathcal{L}_n \text{ оралиқ учун}), \qquad (III.7)$$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2}=-\frac{4\pi e^2 N_a}{\varepsilon}\qquad (\mathcal{L}_p<x<0 \text{ оралиқ учун}). \qquad (III.8)$$

Бу тенгламаларни ечиш учун чегаравий шартлар p-n ўтиш чегараларида электрик майдоннинг, бинобарин, $d\varphi/dx$ қийматининг нол бўлишлиги, n- соҳа билан чегарада потенциал энергиянинг нол бўлишлиги, аммо p- соҳа чегарасида эса φ нинг контакт потенциаллар айирмасига тенг бўлишлиги бўлади, яъни

$$x=\mathcal{L}_n \text{ чегарада } \varphi = 0 \text{ ва } d\varphi/dx = 0; \qquad (III.9)$$

$$x=-\mathcal{L}_p \text{ чегарада } \varphi=\varphi_k \text{ ва } d\varphi/dx = 0. \qquad (III.10)$$

(III.9) ва (III.10) чегаравий шартлардан фойдаланиб, (III.7) ва (III.8) тенгламаларнинг олинган ечимлари:

$$\varphi(x)=\frac{2\pi e^2 N_d}{\varepsilon}(\mathcal{L}_n-x)^2 \qquad (0<x<\mathcal{L}_n), \qquad (III.11)$$

$$\varphi(x)=\varphi_k-\frac{2\pi e^2 N_a}{\varepsilon}(\mathcal{L}_p+x)^2 \qquad (-\mathcal{L}_p<x<0). \qquad (III.12)$$

III.2.3. p-n ўтишнинг кенглиги

p-n ўтишда потенциалнинг узлуксиз ўзгаришлигидан φ ва $d\varphi/dx$ учун x=0 текисликда иккала ечим бир хил қийматлар беради. Шунинг учун x=0 да (III.11) ва (III.12) ҳосилаларини тенгласак,

$$\mathcal{L}_n \;/\; \mathcal{L}_p=\frac{N_a}{N_d} \qquad (III.13)$$

тенглик келиб чиқади. p-n ўтишнинг тўла кенглиги $\mathcal{L}=\mathcal{L}_n+\mathcal{L}_p$ бўлганлигидан

$$\mathcal{L}_n \;/\; \mathcal{L}=\frac{N_a}{N_d+N_a}+\frac{p_p}{n_n+p_p};$$

$$\mathcal{L}_p \; / \; \mathcal{L} = \frac{N_d}{N_d + N_a} = \frac{n_n}{n_n + p_p} . \qquad (III.14)$$

Энди х=0 да (III.11) ва (III.12) ечимларни тенгласак,

$$\varphi_k = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon} \; N_d\mathcal{L}_n^2 + N_a\mathcal{L}_p^2 = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon} \frac{N_d N_a}{N_d + N_a} \mathcal{L}^2 \qquad (III.15)$$

ифода олинади. Бундан р-п ўтишнинг кенглиги аниқланади:

$$\mathcal{L} = \left(\frac{\varepsilon\varphi_k}{2\pi e^2} \frac{N_d + N_a}{N_d \cdot N_a} \right)^{1/2} = \left(\frac{\varepsilon\varphi_k}{2\pi e^2} \frac{n_n + p_p}{n_n \cdot p_p} \right)^{1/2} \qquad (III.16)$$

(III.16) ифоданинг таҳлилидан қуйидаги хулосалар келиб чиқади.

заряд ташувчилар зичлиги $N_d=n_n$, $N_a=p_p$ қанча кам бўлса, р-п ўтиш кенглиги шунча катта бўлади.

қайси соҳада асосий заряд ташувчилар зичлиги кам, ўша соҳага р-п ўтиш майдони нисбатан каттароқ қатламга ичкари киради, φ_k контакт потенциаллар айирмасининг катта қисми шу қатламга тушади.

Масалан, $n_n \ll p_p (N_d \ll N_a)$ бўлса, р-п ўтиш тўла қатлами амалда п соҳада ётади, яъни $\mathcal{L}_n \cong \mathcal{L}$ ва

$$\varphi_n = \varphi_k \frac{p_p}{n_n + p_p} \approx \varphi_k ;$$

$$\mathcal{L}_n = \mathcal{L} = \left(\frac{\varepsilon\varphi_k}{2\pi e^2 n_n} \right)^{1/2} = \left(\frac{\varepsilon\varphi_k}{2\pi e^2 N_d} \right)^{1/2} \qquad (III.17)$$

n_n билан p_p орасидаги фарқ жуда катта бўлганда асосий заряд ташувчилар зичлиги кичик бўлган соҳада ҳаракатчан заряд ташувчилар зарядини ҳам ҳисобга олиш зарур.

III.2.4. р-п ўтиш чегараларида заряд ташувчилар зичлиги

р-п ўтишдан унда рекомбинация юз бермаган ҳолда ток ўтишини қараймиз.

Аввало ташқи кучланиш қўйилганда р-п ўтишнинг потенциал тўсиғи баландлиги ўзгаради. Бу ундан ўтаётган оқимлар мувозанатини бузади, чегарадаги заряд ташувчилар зичлигини ўзгартиради.

Мувозанат шароитида токлар бўлмайди. p-n ўтишнинг икки чегарасидаги заряд ташувчилар зичликлари орасидаги боғланиш Болцман тақсимот ифодаси (барометрик ифода) орқали аниқланади:

$$n(\mathcal{L}_p) = n_p = n_n \exp(-\varphi_k/kT), \qquad \text{(III.18)}$$

$$p(\mathcal{L}_n) = p_n = p_p \exp(-\varphi_k/kT). \qquad \text{(III.19)}$$

Бу ифодаларни ток тенгламаларидан келтириб чиқарилиши мумкин:

$$j_n = e\mu_n nE + eD_n\, dn/dx = 0,$$

$$j_p = e\mu_p pE - eD_p\, dp/dx = 0.$$

Ҳақиқатан, $E = \frac{1}{e}d\varphi/dx$, $E(-\mathcal{L}_p)=E(\mathcal{L}_n)=0$, $\varphi(\mathcal{L}_p)=\varphi_k$, $\varphi(\mathcal{L}_n)=0$ бўлганлигидан (ва $eD_p=\mu_p kT$, $eD_n=\mu_n kT$ эканини эътиборга олсак):

$$+e\mu_n n\frac{d\varphi}{dx} + eD_n\, dn/dx = 0$$

ёки

$$\frac{dn}{n} = -\frac{e}{kT}d\varphi.$$

Бу тенгламани интеграллаймиз:

$$\int_{n_n}^{n_p}\frac{dn}{n} = -\frac{e}{kT}\int_0^{\varphi_k} d\varphi, \quad \ln(n_p/n_n) = -\frac{e\varphi_k}{kT},$$

бундан:

$$n_p = n_n \exp(-e\varphi_k/kT) \qquad \text{(III.18)}$$

Шу йўсинда (III.19) ифодани олиш мумкин.

p-n ўтишга кучланиш бериб, ундан ток ўтказилса, умуман айтганда, заряд ташувчилар учун (III.18) ва (III.19) ифодалар (Болцман тақсимоти) аниқ бўлмайди. Аммо, p-n ўтишга берилган кучланиш унча катта бўлмаганда, бошқача айтганда, электронлар ва коваклар токлари (улар дрейф ва диффузион токлар айирмасидан иборат!) дрейф ва диффузион токларнинг ҳар биридан анча кичик бўлганда, яъни

$$j_n \ll e\mu_n nE, \quad j_n \ll eD_n(dn/dx)$$

ва

$$j_p \ll e\mu_p pE, \quad j_p \ll -eD_p(dp/dx)$$

бўлганда яна ўша (III.18) ва (III.19) Болцман тақсимотидан фойдаланиш сезиларли хатоликка олиб келмайди.

Энди p-n ўтишга доимий V кучланиш берилса, унинг потенциал тўсиғи (контакт потенциал айирмаси) φ_k ўзгаради ва $\varphi_k - eV$ бўлиб қолади. Бинобарин,

$$n(\mathcal{L}_p)=n_n e^{-\frac{\varphi_k - eV}{kT}} = n_n e^{-\frac{\varphi_k}{kT}} e^{\frac{eV}{kT}} = n_p e^{\frac{eV}{kT}}, \qquad \text{(III.20)}$$

$$p(\mathcal{L}_n)= p_p e^{-\frac{\varphi_k - eV}{kT}} = p_p e^{-\frac{\varphi_k}{kT}} e^{\frac{eV}{kT}} = p_n e^{\frac{eV}{kT}}. \qquad \text{(III.21)}$$

Демак, p-n ўтиш чегараларида ноасосий заряд ташувчилар зичлиги $\exp(eV/kT)$ марта ўзгаради.

$V>0$ кучланиш (тўғри кучланиш) берилганда мазкур зичликлар $\exp(eV/kT)$ марта ортади. $V<0$ кучланиш (тескари кучланиш) берилганда тегишли зичликлар $\exp(eV/kT)=\exp(-e|V|/kT)$ марта камаяди. Бу чегаравий шартлардан фойдаланиб, p ва n соҳаларда ноасосий заряд ташувчилар тақсимотини, сўнгра p-n ўтиш орқали ўтаётган токни аниқлаймиз.

III.3. p-n ўтишнинг статик вольт-ампер характеристикаси

Ташқи доимий кучланиш қўйилганда p-n ўтишдаги электрик майдон ўзгаради, потенциал тўсиқ баландлиги ўзгаради, юқорида кўрганимиздек чегаравий зичликлар ҳам ўзгаради. Занжир берк бўлганида p-n ўтишдан ток ўта бошлайди. Унча катта бўлмаган кучланиш берилганда унинг деярли ҳаммаси p-n ўтишга тушади деб ҳисоблаймиз. p-n ўтишдан ўтаётган токни ҳисоблаш учун p ва n соҳалар учун узлуксизлик тенгламаларини ечиш керак.

p соҳада электронлар учун стационар узлуксизлик тенгламаси

$$\frac{1}{e}\frac{dj_n}{dx} - \frac{n-n_p}{\tau_n} = 0, \qquad \text{(III.22)}$$

n соҳада коваклар учун узлуксизлик тенгламаси

$$-\frac{1}{e}\frac{dj_p}{dx} - \frac{p-p_n}{\tau_p} = 0. \qquad \text{(III.23)}$$

Бу тенгламаларда иккинчи ҳадлар ҳажм бирлигида 1с да рекомбинация оқибатида йўқ бўладиган ўтказувчанлик электронлари ва коваклари сони ўзгаришига тенг бўлади, τ_n ва τ_p мос равишда, р соҳага киритилган қўшимча электронларнинг ва n соҳага киритилган қўшимча ковакларнинг ўртача яшаш вақти.

n соҳада коваклар тўла токи (дрейф ва диффузион токлар йиғиндиси)

$$j_p = e\left(\mu_p p_n E_n - D_p\left(dp/dx\right)\right), \qquad \text{(III.24)}$$

р соҳада коваклар тўла токи:

$$j_p = e\left(\mu_p p_p E_p - D_p\left(dp/dx\right)\right). \qquad \text{(III.25)}$$

Кескин, юпқа р-n ўтишнинг (р-n ўтишда рекомбинация йўқ!) икки чегарасидан ўтаётган токлар тенг бўлади:

$$j_p(\mathcal{L}_n)=j_p(\mathcal{L}_p). \qquad \text{(III.26)}$$

р соҳада ковакларнинг p_p зичлиги жуда катта, шунинг учун дрейф (омик) ток диффузион токдан анча катта, ва n соҳада эса ковакларнинг p_n зичлиги анча кичик, шунинг учун диффузион ток дрейф (омик) токдан анча катта, яъни бу соҳада ток асосан диффузион токдир:

$$j_p = -eD_p\left(dp/dx\right). \qquad \text{(III.27)}$$

(III.27) ни (III.23) га қўйсак:

$$D_p\frac{d^2p}{dx^2} - \frac{p-p_n}{\tau_p} = 0$$

ёки

$$\frac{d^2p}{dx^2} - \frac{p-p_n}{L_p^2} = 0, \qquad \text{(III.28)}$$

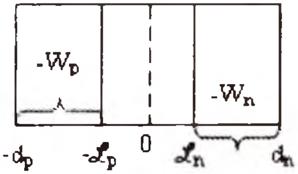
бунда $L_p = \sqrt{D_p\tau_p}$ ковакларнинг диффузион узунлиги.

Бу тенгламани диффузион тенглама дейилади. Уни ечиш учун керакли чегаравий шартлардан бири (III.21) ифодадан иборат, иккинчиси n соҳанинг контакти омиклиги шарти, яъни $x=d_n$ да $p=p_n$, (III.29) бунда p_n мувозанатий коваклар зичлиги. (III.28) нинг ечими:

$$p(x) = p_n + Ae^{-x/L_p} + Be^{x/L_p} \qquad \text{(III.30)}$$

(III.21) ва (III.29) чегаравий шартлар асосида A ва B ларни аниқлаганимиздан сўнг

$$p(x) = p_n + p_n\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right)\frac{sh\frac{d_n - x}{L_p}}{sh\frac{w_n}{L_p}}. \qquad (III.31)$$



III.5 расм

Юқорида ҳосил қилинган (III.27) ифодага (III.31) ҳосиласини қўйсак,

$$j_p = -eD_p\frac{dp}{dx}\Big|_{x=\mathcal{L}_n} = \frac{eD_p p_n}{L_p}cth\left(\frac{w_n}{L_p}\right)\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right) \qquad (III.32)$$

Худди шунингдек, p соҳада электронлар зичлиги тақсимотини

$$\frac{d^2n}{dx^2} - \frac{n - n_p}{L_n^2} = 0 \qquad (III.33)$$

тенгламани (II.20) ва $n(-d_p) = n_p$ чегаравий шартлардан фойдаланиб ечсак ва олдинги мулоҳазаларни такрорлаб, p соҳа чегарасида электронлар токи диффузион ток эканлигини тасдиқласак,

$$j_n(-\mathcal{L}_p) = eD_n\frac{dn}{dx}\Big|_{x=-\mathcal{L}_m} = \frac{eD_n n_p}{L_n}cth\left(\frac{w_p}{L_n}\right)\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right) \qquad (III.34)$$

Ўзгармас ток ҳолида ток ҳамма кесимларда бирдай. Шунинг учун тўла ток зичлиги

$$j = j_n(-\mathcal{L}_p) + j_p(-\mathcal{L}_p) = j_n(-\mathcal{L}_p) + j_p(\mathcal{L}_n) =$$

$$= e\left(\frac{D_p p_n}{L_p}cth\frac{w_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n}cth\frac{w_p}{L_n}\right)\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right). \qquad (III.35)$$

бунда w_n, w_p - мос равишда, n ва p соҳалар кенглиги. (III.35) ифодани p-n ўтишнинг статик волтампер характеристикаси (ВАХи) дейилади, у p-n ўтишдан ўтаётган токни унга берилган кучланиш билан боғланишини тавсифлайди.

$$j_s = e\left(\frac{D_p p_n}{L_p} cthw_n + \frac{D_n n_p}{L_n} cthw_p \right) \qquad \text{(III.36)}$$

тўйиниш токини ифодалайди. Ўтказувчи (тўғри) йўналишда кучланиш берилганда (p соҳа манбанинг мусбат қутбига, n соҳа манбанинг манфий қутбига уланганда), яъни V>0 бўлганда (III.6.a расм)

$$j_{тўғ} \cong j_s e^{\frac{eV}{kT}}, \qquad \text{(III.36a)}$$

бу ҳолда тўғри кучланиш орттан сайин тўғри ток кучланишнинг кўрсаткичли функцияси сифатида тез орта боради.

Беркитувчи (тескари) йўналишда кучланиш берилганда (p-соҳа манбанинг манфий қутбига, n соҳа мусбат қутбига уланганда), яъни V<0 бўлганда

$$j_{тес} \approx -j_s\left(1 - e^{-\frac{e|V|}{kT}}\right), \qquad \text{(III.36 б)}$$

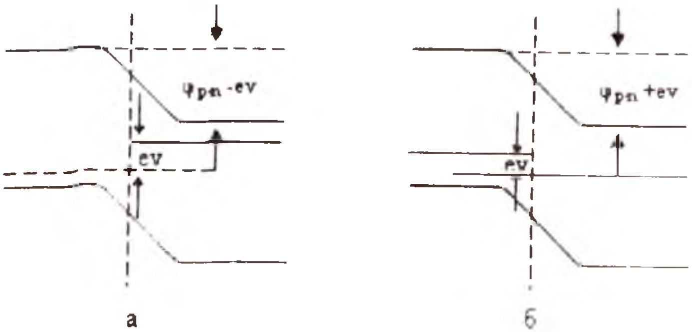
бу ҳолда тескари кучланиш орттан сайин тескари ток қиймати жуда оз орта бориб, тўйинишга яъни j_s қийматга интилади:

$$|j_{тес}| \to j_s .$$

Агар тўғри ток ўтиб турганда ортиқча заряд ташувчилар p-n ўтишдан ўртача диффузион узунлик қадар масофага тарқалади, тескари ток ўтганида камбағаллашган соҳа p-n ўтишдан ўшанча масофа қадар кенгаяди, j_s/e тўйиниш оқими n- соҳада L_p масофада пайдо бўлаётган ковакларнинг

$$\frac{p_n L_p}{\tau_p} = \frac{D_p p_n}{L_p}$$

сонига ва p- соҳада L_n масофада пайдо бўлаётган электронларнинг



III.6-расм. p-n ўтишга а- тўғри кучланиш; б- тескари кучланиш берилган

$$\frac{n_p L_n}{\tau_n} = \frac{D_n n_p}{L_n}$$

сонига тенг бўлади.

Яна баъзи натижаларни кўрайлик.

1. Ноасосий заряд ташувчиларнинг зичлиги p_n ва n_p қанча кичик бўлса, p-n ўтиш тўйиниш токи j_s шунча кичик бўлади. Бунинг учун асосий заряд ташувчиларнинг n_n ва p_p зичликларини кўпайтириш керак. Бу билан бир вақтда p-n ўтиш тўсиғи баландлиги φ_k ҳам ортади.

2. Киришмалар тўла ионланган ярим ўтказгичларда $p_n \sim n_p \sim n_i^2 \sim \exp(-E_g/kT)$, бинобарин, тескари ток температура ортиши билан ўса боради, тўсиқ баландлиги φ_k эса пасаяди.

3. p-n ўтишдан оқаётган ток икки қисмдан электронлар ва коваклар токларидан иборат, Уларнинг нисбати

$$\frac{j_n}{j_p} = \frac{D_n n_p L_p}{D_p p_n L_n} = \frac{\mu_n n_n L_p}{\mu_p p_p L_n} \qquad \text{(III.37)}$$

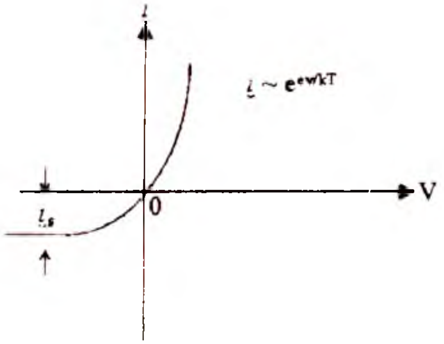
Бундан кўринишича, агар p- ва n- соҳада электронлар ва коваклар ҳаракатчанликлари, диффузион узунликлари бир бирига яқин бўлса, j_n/j_p нисбат амалда n- ва p- соҳаларнинг электрик ўтказувчанликлари σ_n/σ_p нисбатига тенг.

Агар p- соҳанинг ўтказувчанлиги (коваклар зичлиги p_p) n- соҳа ўтказувчанлигидан (электронлар зичлиги n_n дан) анча катта бўлса, p-n ўтиш токи асосан коваклар токи бўлади ва аксинча.

4. Агар p-n ўтишда генерация ва рекомбинация жараёнлари юз бермаса, аёнки, p-n ўтишнинг ҳамма жойида электронлар ва коваклар токи доимий бўлади.

5. Юқорида баён қилинган p-n ўтишнинг статик волтампер характеристикасига доир мулоҳазалар ташқи тўғри кучланиш ва у ҳосил қилган электрик майдон унча катта бўлмаган, аниғи. $V \ll \varphi_k/e$ бўлган ҳолларда тўппа-тўғри бўлади. Агар $V > \varphi_k/e$ бўлса кучланишнинг анча қисми n ва p соҳаларга тушиши мумкин. Бу ҳолда уларни ҳисобга олиш зарур бўлади. Бу масалага диодлар назариясини қараганда қайтамиз.

6. Шунингдек, Болцман тақсимотини қўллаш чегараси муаммоси ҳам бор. Уни ҳам кейинроқда қараймиз.



III.7 расм. p-n ўтиш волтампер характеристикаси (ВАХ)

III.4. Силлиқ (кескинмас) p-n ўтиш

Силлиқ p-n ўтишда киришмалар тақсимоти чизиқий қонуниятга бўйсунади, яъни

$$N(x) = N_d - N_a = ax \qquad \text{(III.38)}$$

қонун бўйича ўзгаради деб ҳисоблайлик (III.8.а расм). Бу ҳолда Пуассон тенгламаси

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = +\frac{4\pi e^2 a}{\varepsilon}x \qquad \text{(III.39)}$$

кўринишида бўлади. Шу тенгламанинг биринчи интеграли

$$\frac{d\varphi}{dx} = -eE(x) = \frac{2\pi e^2 a}{\varepsilon} x^2 \Big|_{\mathcal{L}_p}^{x} = \frac{2\pi e^2}{\varepsilon} a \left(x^2 - \mathcal{L}_p^2\right). \qquad \text{(III.40)}$$

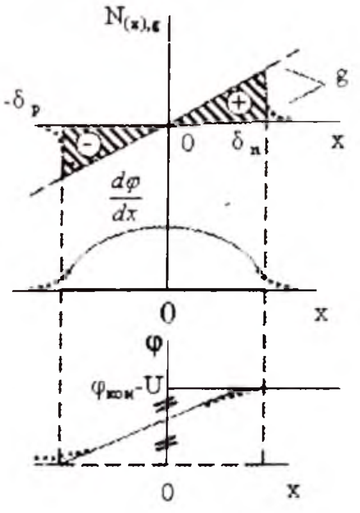
Бу холда dφ/dx ёки E(x) квадратик парабола бўйича ўзгаради (III.8,б расм).

Электрон потенциал энергиясини ўзгаришини аниқлаш учун (III.40) ни интеграллаш керак. Натижа:

$$\varphi(x) - \varphi(-\mathcal{L}_p) = \varphi(x) - \varphi_k = \int_{-\mathcal{L}_p}^{x} \frac{2\pi e^2 a}{\varepsilon} \left(x^2 - \mathcal{L}_p^2\right) dx =$$

$$= \frac{4\pi e^2 a}{\varepsilon}\left(\frac{x^3}{6} - \frac{\mathcal{L}_p^2 x}{2} - \frac{\mathcal{L}_p^3}{3}\right). \qquad \text{(III.41)}$$

Шундай қилиб, силлиқ p-n ўтишда электроннинг потенциал энергияси кубик парабола бўйича ўзгаради (III.8,в расм).



III.8 расм. Силлиқ ўтишда киришмалар зичлиги тақсимоти, потенциал градиенти, потенциал

Электрик нейтраллик шартига кўра x=0 дан чапдаги манфий зарядлар миқдори ўнгдаги мусбат зарядлар миқдорига тенг бўлиши керак, бундан

$$\mathcal{L}_p=\mathcal{L}_n=\mathcal{L}/2 \qquad \text{(III.42)}$$

бўлишлиги келиб чиқади. Демак, биз кўрган силлиқ p-n ўтиш симметрик экан.

Контакт потенциаллар айирмаси (потенциал тўсиғи):

$$\varphi_k = \varphi(-\mathcal{L}_p) - \varphi(+\mathcal{L}_n) = \frac{4\pi}{3}\frac{e^2 a}{\varepsilon}\mathcal{L}^3 \qquad \text{(III.43)}$$

(III.43) ифодадан p-n ўтиш кенглиги $\mathcal{L}$ ни аниқласак (ташқи кучланиш бўлмаганда)

$$\mathcal{L} = \sqrt[3]{\frac{3\varepsilon\varphi_k}{4\pi e^2 a}} \qquad \text{(III.44)}$$

Ташқи кучланиш V берилганда потенциал тўсиқ баландлиги $\varphi_k - eV$ бўлади ва бунда

$$\mathcal{L} = \sqrt[3]{\frac{3\varepsilon(\varphi_k - eV)}{4\pi e^2 a}} \qquad \text{(III.45)}$$

$\mathcal{L}$ кенглик киришмалар устма-уст тушиши узунлиги ℓ_n дан кичик.

III.5. p-n ўтишнинг электрик сиғими

p-n ўтишда манфий ва мусбат зарядли қатламларнинг бўлиши у ясси конденсатор каби электрик сиғимга эга бўлишлигини кўрсатади.

а) Кескин p-n ўтишнинг электрик сиғими

p-n ўтишнинг электрик сиғимини ясси конденсатор ҳоли учун қўлланадиган ифода орқали аниқлаш мумкин. Бу ҳолда солиштирма (1 бирлик юзага тўғри келган) электрик сиғим:

$$C_{p-n} = \frac{\varepsilon}{4\pi\mathcal{L}} \qquad \text{(III.46)}$$

Кескин p-n ўтиш учун $\mathcal{L}$ ни (III.46) ифодадан аниқланади бинобарин,

$$C_{p-n} = \left(\frac{\varepsilon e^2}{8\pi\varphi_k} \frac{n_n p_p}{n_n + p_p} \right)^{1/2} \qquad \text{(III.47)}$$

p-n ўтишга V кучланиш берилганда солиштирма электрик сиғим

$$C_{p-n}(V) = \left(\frac{\varepsilon e^2}{8\pi(\varphi_k - eV)} \frac{n_n p_p}{n_n + p_p} \right)^{1/2} \qquad \text{(III.48)}$$

кўринишида ифодаланади.

Бу электрик сиғимни p-n ўтишнинг заряд сиғими деб номланади, чунки у p-n ўтишдаги зарядлар билан боғлиқдир.

(III.48) ифодадан кўринишича, p-n ўтишнинг заряд сиғими потенциал тўсиқ баландлиги φ_k eV га, киришмалар зичликларига боғлиқ бўлади. У ташқи кучланиш V га боғлиқ бўлинлиги равшан. Мана шундан муҳим хосса келиб чиқади: p-n ўтиш сиғимини ташқи кучланишни ўзгартириш йўли билан бошқариш мумкин. Бу сиғимни V га боғланиши ночизиқий бўлганлиги учун уни ночизиқий сиғим ҳам деб аталади. Демак, p-n ўтиш схемаларда ўзгарувчан электрик сиғим сифатида қўлланиши мумкин ва қўлланади ҳам.

б) Силлиқ p-n ўтишнинг электрик сиғими

Юқорида айтилган мулоҳазалар асосида бу ҳол учун ҳам заряд электрик сиғими ифодасини келтириб чиқариш қийин эмас. (III.46) ифодага $\mathcal{L}$ нинг (III.45) қийматини қўйсак,

$$C_{p-n}(V) = \frac{\varepsilon}{4\pi} = \sqrt[3]{\frac{\varepsilon^2 e^2 a}{48\pi^2(\varphi_k - eV)}}. \qquad \text{(III.49)}$$

Бу ифодада киришмалар зичликлари қатнашмайди, балки уларнинг p-n ўтиш соҳасидаги градиенти $a = dN(x)/dx$ қатнашади.

Силлик (чизиғий) ўтиш носимметрик бўлса, яъни, масалан, $N_a >> N_d$ ($\sigma_p >> \sigma_n$) ва $a \cong N_a/\mathcal{L}$ бўлса, «кескин p-n ўтиш» дан фарқли равишда, камбағаллашган соҳа ва ўтиш сиғими киришмаларнинг максимал зичлиги орасида аниқланади. Ҳақиқий диодларда *a* нинг қийматлари $10^{19} см^{-4} \le a \le 10^{23} см^{-4}$ оралиқда бўлади, уларда камбағаллашган соҳа кенгроқ ва заряд электрик сиғими кичикроқ.

III.6. p-n ўтишда рекомбинация бўлганида волт-ампер характеристикаси

p-n ўтиш соҳаси анча кенг бўлса ($\mathcal{L}$>L), унда ток ўтаётганда электронлар ва ковакларнинг рекомбинацияси юз бериб туриши мумкин. Агар диоднинг p ва n соҳаларида легирловчи киришмалар зичлиги катта бўлиб, улар p-n ўтиш соҳасида бир бирига тенг бўлса, p-n соҳаси хусусий ўтказувчанликка эга бўлади, яъни уни i соҳа деб қараш ва унда ҳосил бўладиган рекомбинацион токни ҳисоблаш мумкин. Олинган ифода

$$j_r = \frac{en_i d}{\tau_i}\left(\exp\frac{eV}{2kT} - 1\right) \qquad \text{(III.50)}$$

кўринишда бўлади, бунда d ўтиш i соҳаси кенглиги, τ_i заряд ташувчиларининг i соҳада яшаш вақти.

Бу ҳолда тўла ток зичлиги:

$$j = j_s\left(e^{\frac{eV}{kT}} - 1\right) + \frac{en_i d}{\tau_i}\left(e^{\frac{eV}{2kT}} - 1\right) \qquad \text{(III.51)}$$

$j_s < en_i d / \tau_i e^{\frac{eV}{2kT}}$ бўлган ҳолда рекомбинацион ток катта бўлиши мумкинлиги бу ифодадан кўриниб турибди.

$n_n = p_p = 10^{18} см^{-3}$ $(n_i/n_n = 2{,}5\cdot 10^{-5})$ бўлганда $d \ge 10^{-4} см$ ҳолда германий диодида рекомбинацион ток устунлик қилади. Албатта, бу хулоса ҳам eV катталик потенциал тўсиқ баландлиги φ_k дан кичик ҳолда тўғридир.

III.7. p-n ўтишнинг тешилиши

Ярим ўтказгич диодларга тескари кучланиш қўйилганда у асосан метал – ярим ўтказгич контактига ёки p-n ўтишга тушади, бу тўғриловчи контактнинг (p-n ўтишнинг) потенциал тўсиғи кўтарилади, унинг кенглиги ошади, кучли электрик майдон вужудга келади. Тескари кучланиш етарлича катта бўлганда тўғриловчи контакт (p-n ўтиш) тешилади, яъни унинг электрик қаршилиги кескин камаяди, тескари ток жуда катталашади, p-n ўтишнинг тўғрилаш хоссаси ёмонлашади, хатто у бутунлай йўқолади. бу ҳодисани <u>p-n ўтишнинг тешилиши</u> дейилади. Тешилишни юзага келтирувчи физик сабабларга кўра бу ҳодисанинг уч ҳоли фарқланади: кўчкисимон, туннел ва иссиқликдан тешилишлар бўлади.

III.8. Кўчкисимон тешилиш ҳодисаси

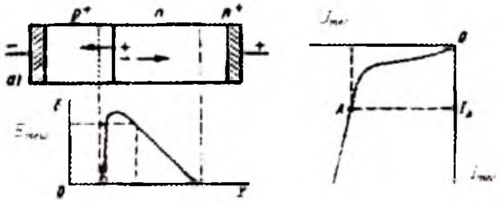
Бу ҳодиса юз берганда p-n ўтишда вужудга келган кучли электрик майдон таъсирида заряд ташувчилар кўчкисимон (тоғдан қорнинг кўчиб тушишини эсланг!) тарзда кўпайиб кетади. Бунинг сабаби: кучли электрик майдонда заряд ташувчилар ўзининг эркин югуриш йўли давомида (ёки бир неча шундай йўлда) электрик майдондан ярим ўтказгич атомларини зарбий ионлантириш – янги эркин электронлар ва ковакларни пайдо қилиш учун етарли энергия олади, ўз навбатида кўпайган заряд ташувчилар яна электрик майдондан энергия олиб янги электрон-ковак жуфтларини ҳосил қилади. Агар p-n ўтиш кенглиги заряд ташувчилар эркин югуриш йўлига нисбатан анча катта бўлса кетма-кет ионлаш оқибатида заряд ташувчилар миқдори кўчкисимон ортиб боради, тескари ток кескин ортади, p-n ўтиш тешилади.

p-n ўтишда зарбий ионлантириш жараёнини тавсифлаш учун кўчкисимон кўпайиш коэффициентлари M_n ва M_p катталиклар киритилади. Ионланишда электрон ва коваклар жуфтлари ҳосил бўлганида $M_n = M_p = M$ бўлади.

p-n ўтишнинг тешилишини тавсифловчи яна бир катталик уни тешувчи кучланишдир. Бу кучланиш берилганда ток чегарасиз ортиб кетади (III.9-расм), $M \to \infty$.

Бир заряд ташувчининг бирлик йўлда ҳосил қилган янги ташувчилар сонини ифодалайдиган катталикни α ионлаш коэффициенти дейилади. Бу коэффициент электрон ва ковак учун

ҳар хил (α_n ва α_p) бўлиши мумкин. Содда ҳисобларда $\alpha_n = \alpha_p = \alpha$ деб олинади.



III.9 расм

Ҳисоблашларнинг кўрсатишича,

$$1-\frac{1}{\mu}=\int_0^{l}\alpha dx \qquad \text{(III.52)}$$

p-n ўтиш тешилганда $M \to \infty$ бўлиналигидан p-n ўтишнинг қуйидаги кўчкисимон тешилиш шарти келиб чиқади:

$$\int_0^{l}\alpha dx = 1 \qquad \text{(III.53)}$$

Ҳисоблашлар кўчкисимон кўпайиш коэффициенти M учун

$$M=\frac{1}{1-(V/V_{теш})^{b}} \qquad \text{(III.54)}$$

ифодани беради, бундаги b кўрсаткич ҳар хил материаллардан тайёрланган p-n ўтишли диодлар учун $b = 2 \div 6$ қийматларни қабул қилади.

Тешилиш кучланиши $V_{теш}$ ни одатда асбоб асосининг ρ солиштирма қаршилиги орқали ифодаланади:

$$V_{теш}=B\rho^{\alpha} \qquad \text{(III.55)}$$

Кремний асосидаги p^+-n ўтишлар учун $V_{теш}=96\rho^{0.78}$В, бунда ρ, Ом·см бирликда берилган. Албатта, бошқа моддалар асосидаги p-n ўтишлар учун B ва α қийматлари бошқача. Кўчкисимон тешилишга p-n ўтишдаги кристалл панжараси нуқсонлари ҳам таъсир кўрсатади.

III.9. Туннел тешилиш ҳодисаси

Ярим ўтказгичда кучли электрик майдон мавжуд бўлганида энергия зоналари катта қийшаяди (III.10 расм). Бунда квант механик ҳодиса – туннелланиш юз бериши мумкин: тор потенциал тўсиқнинг бир томонидаги муайян энергияли электрон тўсиқнинг бошқа томондаги худди шундай энергияли бўш сатҳга сирқиб (туннелланиб) ўтиши мумкин.

Электронларнинг валент зонадан ўтказувчанлик зонасига туннелланиб ўтиши ҳодисаси юз бериши учун электрик майдон кучланганлиги $\mathcal{E}$ етарли катта бўлиши керак. Масалан, кремнийда $\mathcal{E}\approx 10^8$ В/м бўлганда туннелланиш сезиларли бўлади. Туннелланиш вужудга келадиган кучланишни <u>тешилиш кучланиши</u> дейилади.

Туннелланиш D эҳтимоллиги тақиқланган зонанинг E_g кенглиги ва электрик майдон кучланганлиги $\mathcal{E}$ га боғлиқ бўлади:

$$D = D_0 \exp\left[\frac{2\sqrt{m}}{3e\hbar\varepsilon} E_g^{3/2}\right] \qquad (III.56)$$

III.10 расмда айнимаган p ва n ўтказувчанликни соҳалар ҳосил қилган p-n ўтишга етарлича катта тескари кучланиш берилганда электроннинг p соҳаниг валент зонасидан n соҳанинг ўтказувчанлик зонасига туннелланиб ўтиши тасвирланган.

III.10 расм

Аммо, туннел тешилиш ҳодисаси самарали бўлиши учун p-n ўтишни катта зичликдаги киришмали соҳалар ташкил қилган бўлиши керак, чунки бу ҳолда p-n ўтиш кенглиги кичик, туннелланиш эҳтимоллиги катта (яна бу масалага туннел диод мавзусида қайтамиз).

Кремний асосидаги p-n ўтишлар учун туннел тешилиш кучланиши

$$U_{теш} = 200\rho_n + 73\rho_p \qquad (III.57)$$

кўринишда ифодаланади. бунда ρ_n, ρ_p мос равишда n ва p соҳаларнинг солиштирма қаршиликларидир.

III.10. p-n ўтишнинг иссиқликдан тешилиш ҳодисаси

Бу ҳодиса p-n ўтишнинг ток ўтаётганда қизиб кетиши билан боғлиқ. p-n ўтишга $V_{тес}$ тескари кучланиш тушса, ундан $I_{тес}$ ток ўтиб турса, унда ажраладиган қувват

$$P_1 = V_{тес} I_{тес} \qquad (III.58)$$

бўлади ва у p-n ўтишни ва унинг атрофини киздиради (температурасини оширади). Иккинчи томондан, p-nўтишдаги атроф муҳитга қуввати

$$P_2 = \frac{T - T_{атр}}{R_T} \qquad (III.59)$$

бўлган иссиқлик миқдори ўтказувчанлик туфайли узатилади, бунда R_T иссиқлик қаршилиги дейиладиган катталик.

p-n ўтиш температураси ошиши билан ҳосил бўлаётган электрон-ковак жуфтлари сони кўпаяди.бунинг оқибатида тескари $I_{тес}=I_s$ ток ортади, ўз навбатида бу p-n ўтишда ажраладиган иссиқлик қувватини (температурасини) оширади. Натижада тескари токнинг бундай ортиб бориши p-n ўтиш билан атрофининг иссиқлик мувозанати бузилишига., бинобарин p-n ўтиш температурасининг ва тескари токнинг тобора кўчкисимон ортиб боришига олиб келиши мумкин.

Иссиқликдан тешилиш ҳодисаси эҳтимоллиги доимий ток ўтиб турган ҳолда каттароқ, бу ҳолда p-n ўтишда ажраладиган иссиқлик кўпроқ бўлади. Тор тақиқланган зонали ярим ўтказгичлар ҳосил қилган p-n ўтишларда бундай тешилиш ёққол кўринади. чунки уларда тақиқланган зона кенглиги E_g га боғлиқ бўлган тескари ток $(I_s \sim \exp(E_g/kT))$ катта қийматларга эришади.

Тақрибий ҳисоблашлар p-n ўтишнинг иссиқликдан тешилиш кучланиши учун

$$U_{теш} = \frac{1}{\alpha e R_T I_{тес}(T_0)} \qquad (III.60)$$

ифодани беради, бунда α тескари токнинг температура коэффициенти, $I_{тес}(T_0)$ бошланғич T_0 температурада тескари ток қиймати.

Агар p-n ўтишда ажраладиган иссиқлик унинг моддаси тузилишини қайтмас даражада ўзгартирмаса, биз юқорида кўрган тешилишнининг хар учала тури қайтувчан жараён бўлади.

Назорат учун саволлар ва масалалар

1. p-n ўтиш қандай хосил бўлади? Уни хосил қилиш усуллари қанақа?
2. Кескин ва силлиқ p-n ўтишларнинг хусусиятлари қандай?
3. Кескин p-n гомоўтишларда потециал тақсимотини аниқлашда қайси тартибда хисоб қилинади?
4. $n_n=p_p=10^{16}$ $см^{-3}$, $\varphi_к=0,9$ эВ, $\varepsilon_0=10$ бўлганда p-n ўтиш кенглиги қанча бўлади?
5. Қандай мулоҳазалар ноасосий заряд ташувчиларнинг диффузион токи уларнинг дрейф токидан катта бўлишлиги хулосасига олиб келади?
6. Унча катта бўлмаган кучланишларда p-n ўтишнинг статик вольт-ампер характеристикаси қандай кўринишда бўлади?
7. Нима учун p-n ўтишнинг тўғри токи тескари токдан жуда кўп фарқ қилади?
8. Тўйиниш токи зичлиги $j_s=10мА/см^2$, ташқи кучланиш $V=0,5В$ бўлса, хона температурасида p-n ўтишнинг тўғри токи хисоблансин.
9. Кескин p-n ўтишда $\varphi_к=0,9$ эВ , $\varepsilon=16$, $n_n<<p_p$ ва $n_n=10^{15}см^{-3}$ бўлса, унинг электрик сиғими $V=0,5В$ ва $V=-0,5В$ кучланишларда қандай қийматларни олади?
10. Силлиқ p-n ўтиш учун $a=10^6 см^{-4}$ бўлса, $\varepsilon=10$ ва $\varphi_k=0,8$эВ, $V=0,4$эВ бўлса, унинг шу кучланишда сиғими қанча?
11. p-n ўтишда рекомбинация бўлганда унинг статик ВАХи қандай кўринишда бўлади?
12. $j_s=10 мА/см^2$. p-n ўтиш чегарасида $n_i=10^{10} см^{-3}$, рекомбинация соҳаси кенглиги $d=10^4\,\mathring{A}$, яшаш вақти $\tau_i=10^{-4}с$, ташқи кучланиш V=0,5 В бўлса, хона

температурасида рекомбинацион токнинг диффузион токка нисбати қандай?

13. p-n ўтишнинг тешилишининг қандай сабаблари мавжуд бўлади?
14. Кремний асосидаги p-n ўтишлар туннел тешилиши кучланишини қуйидаги параметрлар учун аниқланг: $\rho_n \approx 0{,}25$ Ом·см, $\rho_p \approx 0{,}72$ Ом·см.
15. p-n ўтишнинг иссиқликдан тешилиши нималарга боғлиқ?
16. p-n ўтиш назариясида қандай тақрибий мулоҳазалардан фойдаланилди?

IV боб

ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛИ ДИОДЛАР

Дастлаб. метал ярим ўтказгич контакти ёки p-n ўтиш бўлмаган ярим ўтказгичли содда асбоблар тўғрисида маълумот берамиз.

Терморезисторлар. Ярим ўтказгичнинг электрик қаршилигининг температурага боғланишидан фойдаланиладиган резисторни терморезистор дейилади.

Терморезисторлар гуруҳига термисторлар, болометрлар, позисторлар киради. Улар ҳақида [3] да анча батафсил маълумот келтирилган.

Термисторлар қаршиликнинг термик коэффициенти манфий бўлган (яъни температура ортиши билан қаршилиги камайиб борадиган) ярим ўтказгич терморезисторлардир. Уларнинг икки тури тўғридан тўғри қиздириладиган ва билвосита қиздириладиган термисторлар тайёрланади.

Тўғридан тўғри қиздириладиган термисторларда қаршилик улардан ток ўтаётганда ажралган иссиқлик ҳисобига ёки термистор температурасининг атроф муҳит температураси ўзгариши оқибатида ўзгариши ҳисобига ўзгаради. Бунда заряд ташувчилар зичлиги ортиши ва бошқа ҳодисалар юз бериши мумкин. Зичлик ўзгарадиган температуралар оралигида қаршилик

$$R=R_{\infty}\exp(B/T)$$

қонун бўйича ўзгаради, бунда B температурага сезгирлик коэффициенти бўлиб, киришмалар тўла ионланмаганда $B\approx E_i/2k$; (E_i ионланиш энергияси)

компенсацияланган ярим ўткагичда $B\approx E_i/k$;

хусусий ўтказувчанлик соҳасида $B\approx E_g/2k$.

Саноат ишлаб чиқарадиган термисторларнинг кўпчилиги оксид ярим ўтказгичлардан тайёрланади. Улар стерженлар, найчалар, дисклар ёки пластиналар шаклида ясалади. Оксид ярим ўтказгичларда ионлар боғланиши асосий бўлади, уларда электрик ўтказувчанлик қўшни ионлар орасида электронлар алмашиниш кўринишида содир бўлади. Температура ошган сари бундай алмашиниш энергияси камаяди, қаршилик камаяди. V_2O_4 ва V_2O_3 ванадий оксидларида фазавий ағдарилишлар температурасида (68 ва 110^0C) солиштирма қаршилик бир неча тартибга (юзларча, мингларча) ўзгаради. Бу ҳодисадан ҳам термисторлар тайёрлашда фойдаланилади.

Иссиқлик нурланишини қайд қилувчи ва ўлчовчи ярим ўтказгич асбоблар болометрлар ҳам мавжуд.

Одатда болометр иккита пардавий термистордан (қалинлиги 10 мкм гача) иборат бўлиб, бири фаол термистор – нурланишни қабул қилади, иккинчиси атроф муҳит температураси ўзгариши таъсирини мувозанатлаб туради.

Мусбат термик коэффициентли ярим ўтказгич терморезисторларни позистор дейилади. Уларни оммавий ишлаб чиқаришда барий титанаги $BaTiO_3$ диэлектрикидан олинган керамика асосида ясалади. $BaTiO_3$ диэлектрикка сийрак ер элементлари киришмалари киритилса, у ярим ўтказгичларникига яқин солиштирма қаршиликка эга бўлиб қолади. Кюри нуқтасидан юқоридаги тор температуралар оралиғида қиздирилганда сегнетоэлектрик $BaTiO_3$ нинг солиштирма қаршилиги бир неча тартибга ортади.

Терморезисторлардан температураларни ва уларнинг ўзгаришларини (болометрлар ёрдамида эса узоқдан туриб) ўлчашда ва баъзи бошқа мақсадларда фойдаланилади.

Ярим ўтказгичли диод битта тўғриловчи электрик ўтишга ва иккита ташқи занжирга уловчи электродларга (чиқишларга) эга бўлган, тўғриловчи электрик ўтишнинг турли хоссаларидан фойдаланиладиган ярим ўтказгичли асбобдир.

Тўғриловчи электрик ўтиш сифатида p-n-ўтиш ёки метал ярим ўтказгич контакти қўлланади, биринчи ҳолда иккита омик контакт, иккинчи ҳолда эса битта омик контакт бўлиши керак.

Одатда ярим ўтказгичли диодлар носимметрик p-n ўтишларга, яъни p- ва n- соҳаларда асосий заряд ташувчилар зичлиги бир биридан кўп марта фарқ қиладиган p-n-ўтишларга эга бўлади. Шунинг учун тўғри йўналишда кучланиш берилганда потенциал тўсиқ пасайиб, асосий заряд ташувчилари нисбатан кам бўлган оз легирланган соҳага кўп легирланган соҳадан кўпроқ миқдорда ноасосий заряд ташувчилар ўтади(инжекция ҳодисаси). Шу соҳани диоднинг асоси (базаси) дейилади.

Носимметрик p-n-ўтишли диодга тескари кучланиш берилганда асосан диоднинг базасидан ноасосий заряд ташувчилар кетиб қолади, буни экстракция ҳодисаси дейилади.

Диодларни геометрияга қараб икки турга бўлинади:
ясси диодлар ва нуқтавий диодлар.

Ясси диодларда тўғриловчи электрик ўтиш юзининг чизиқий ўлчами характеристик узунликдан (қалинлигидан) анча катта бўлади.

Нуқтавий диодларда мазкур чизиқий ўлчам характеристик узунликдан анча кичик бўлади

Бажарадиган вазифасига кўра диодларнинг кўп тури мавжуд. Биз диодларга хос умумий тушунчалар билан танишамиз.

IV.1. Ярим ўтказгичли диоднинг статик волт ампер характеристикаси

Ярим ўтказгичли диодга ўзгармас кучланиш берилганда бу кучланиш билан унинг таъсирида диоддан ўтаётган ток орасида боғланишни диоднинг статик волт ампер характетистикаси дейилади.

Метал — ярим ўтказгич контактли диоднинг (Шотки диодининг) статик волт ампер характеристикаси II.4 бандда баён қилингани учун биз бу ерда p-n ўтишли диодлар тўғрисида тўхталамиз. Дарвоқеъ, III.3 бандда p n ўтишнинг статик волт ампер характеристикаси (ВАХи)ҳақида маълумот берган эдик. Диодга берилган кучланиш асосан p n ўтишга тушса (p n ўтишнинг потенциал тўсиғидан анча кичик кучланишлар соҳаси), диодни занжирга уловчи контактлар омик бўлса,диоднинг статик ВАХи худди p n ўтишникидек бўлади, яъни III.5 расмда тасвирланган кескин p n ўтиш учун келтириб чиқарилган (III.25) ифода диод учун ҳам ўринли бўлади. Кичик кучланишлар соҳасида p n ўтишда рекомбинация жараёнлари содир бўлиб турса, диоднинг статик ВАХи (III.51) ифода кўринишида бўлади. Аммо, диодга берилган ташқи кучланиш p n ўтишнинг потенциал тўсиғи тартибида ва ундан катта бўлганида кучланишнинг бир қисми n ва p соҳаларга тушади. Уни ҳисобга олинса, диоднинг статик ВАХи, албатта, (III.25) ифодадан фарқли кўринишни олади.

Носимметрик (айнан, p соҳаси юқори даражада легирланган) p n ўтишли диодга юқорида айтилган тартибдаги кучланиш берилса, p n ўтишга унинг муайян қисми тушади холос. Хисоблашларнинг кўрсатишича, бу ҳолда диоднинг статик ВАХи

$$j = j_c \exp(qV / \; c_0 kT) \qquad (IV.1)$$

кўринишида бўлиб, j_cкатталик (III.25) ифодадаги j_s тўйиниш токидан фарқ қилади, c_0 эса диод базаси кенглиги W_n га, электронлар ва коваклар ҳаракатчанликлари нисбати $b_0 = \mu_n/\mu_p$ га боғлиқ катталикдир, у, ёққол айтганда, ташқи кучланишнинг қандай қисми p n ўтишга тушишини кўрсатади:

$$c_0 = 2\left[b_0 + ch(W_n \,/\, L_p)\right] / \; (b_0 + 1), \qquad (IV.2)$$

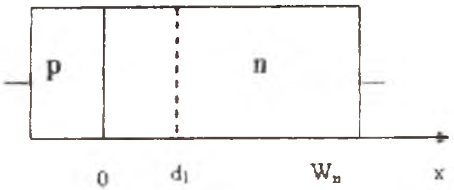
бунда L_p — ковакларнинг n базадаги диффузион узунлиги.

Агар диоднинг базаси юпқа бўлса, яъни $W_n/L_p << 1$ бўлса, ch $(W_n/L_p) \approx 1$ ва $c_0 = 2$ бўлади.

Агар диоднинг базаси қалин бўлса, яъни (W_n/L_p)>1 бўлса, c_0 >>1 бўлади. Демак, бунда кучланишнинг асосий қисми диоднинг базасига тушади, токнинг кучланиш билан ўсиши секинлашади.

Етарлича қалин (узун) базали (W_n/L_p>>1) диодларда базага киритилган (инжекцияланган) ноасосий заряд ташувчилар зичлиги базанинг p-n ўтишга яқин соҳасида ($0 \leq x \leq d_1$) кескин ўзгаради (градиентга эга бўлади). Шу соҳадагина диффузион ток салмоқли бўлади, базанинг қолган соҳасида дрейф ток устун бўлади. Баъзи ҳолда диффузион соҳани эътиборга олмасдан ВАХ ни дрейф соҳадаги жараёи асосида ҳисоблаш мумкин.

Бу ҳолда $V_{p-n} << V_б$ ёки $V_б \approx V$, яъни деярли ҳамма кучланиш базага тўғри келади деб ҳисобланади.



IV.1 расм. Узун диод

Ҳисоблашлар узун базали диоднинг катта кучланишлар (катта токлар) соҳасидаги статик ВАХи учун қуйидаги ифодага олиб келади:

$$j=9e\mu_n\mu_p\tau_\infty N_d V^2/\ 8W_n^3 \quad \text{(IV.3)}$$

Агар диффузион соҳадаги жараёнлар ҳисобга олинса, j ~ V^m (бунда m>2) бўлиши мумкинлиги аниқланган. Иккита инжекцияловчи p-i ва i-n ўтишлари бор p-i-n тузилишли (i-хусусий ўтказувчанликли соҳа) диодларда катта токлар соҳасида $j \sim V^4$ кўринишдаги боғланиш мавжуд бўлишлиги ҳисобланган.

Етарлича катта токлар соҳасида p-n ўтишнинг потенциал тўсиғи йўқ бўлиб қолиши ва бу ҳолда диоднинг ВАХи Ом қонунига бўйсунадиган бўлиб қолиши, яъни j~V бўлиб қолиши ҳам назарий ва тажрибавий йўл билан кўрсатилган.

Демак, ярим ўтказгичли диодларнинг тўғри йўналишдаги статик волт-ампер характеристикаси кучланишлар кенг оралиғида экспоненциал (j~exp(eV/ckT)) ифодадан то Ом қонуни ифодасигача кўринишларни олиши мумкин.

Тескари кучланишлар албатта асосан p-n ўтишга тушади. бу ҳолларда p-n ўтишдаги жараёнлар диоднинг тескари йўналишдаги статик ВАХини аниқлайди.

Тажрибалар кремний ва галлий арсенидидан ясалган диодларнинг тескари ва кичик кучланишлар соҳасидаги ВАХи юқорида келтирилган ифодаларга мос келмаслигини кўрсатди. Бунинг сабаби аниқланди: тўғри кучланиш берилганда p-n ўтиш қатламида заряд ташувчилар рекомбинацияланади. тескари кучланиш берилганда эса, электрон ковак жуфтлари генерацияланади (пайдо қилинади). Биз юқорида III.6. бандда рекомбинацион ток учун (III.50) ифодани келтирганмиз. У диффузион ток билан қўшилиб, (III.51) ифодали тўла ток ҳосил қилади.

Диодга тескари йўналишда кучланиш берилганда p-n ўтишнинг потенциал тўсиғи кўтарилади, бу соҳада заряд ташувчилар зичлиги кескин камаяди, $np \ll n_i^2$ ва $n \ll n_1$, $p \ll p_1$ бўлиб қолади. Бу ҳолда

$$dn/dt = n_i/2\tau_i \, , \qquad (IV.4)$$

бундаги $\tau_i = (n_1\tau_{p0} + p_1\tau_{n0})/2n_i$ хусусий яримўтказгичда заряд ташувчилар яшаш вақти. dn/dt нинг мусбат ишорали бўлишлиги p-n ўтиш қатламида электрон ковак жуфтлари генерацияланаёттанини кўрсатади. Бундан ҳосил бўладиган генерацион токнинг зичлиги :

$$j_2 = en_i\mathcal{L}(V)/2\tau_i \qquad (IV.5)$$

Маълумки, кескин p-n ўтиш учун $\mathcal{L}(V) \sim (V_k + |V|)^{1/2}$, силлиқ ўтиш учун $\mathcal{L}(V) \sim (V_k + |V|)^{1/3}$. Генерацион ток билан бир вақтда p ва n соҳалардан келаёттан ноасосий заряд ташувчилар токи ҳам мавжуд бўлади. Шунинг учун тўла тескари ток:

$$j_{тес} = eD_p p_n / L_p + en_i \mathcal{L}(V)/2\tau_i . \qquad (IV.6)$$

Кенг тақиқланган зонали ярим ўтказгичлар (Si, GaAs) учун генерацион ток асосий бўлади, германий учун эса (IV.6) ифодадаги биринчи қўшилувчи муҳимдир.

IV.2. Ярим ўтказгичли диоднинг динамик волт ампер характеристикаси

Ярим ўтказгичли диодга одатда ўзгармас кучланиш билан бирга даврий ўзгарувчан кучланиш ҳам берилади. Албатта, бу кучланиш токда ўзгарувчан қўшилувчи пайдо қилади, диоднинг тўла қаршилиги комплекс кўриниш олади, фаол қаршилик билан бирга нофаол сиғим характеридаги қаршилик вужудга келади. Бу катталиклар ўзгарувчан кучланиш амплитудаси ва такрорийлигига боғлиқ бўлади. Масалан, етарлича кичик амплитудали кучланиш (кичик сигнал) берилганда ўшаникидай такрорийликли ўзгарувчан ток ҳосил бўлади, аммо катта амплитудали кучланиш (катта сигнал) берилганда бу сигнал такрорийлигига эга бўлган ток қўшилувчиси билан бир вақтда мазкур такрорийликка каррали такрорийликли ток қўшилувчилари (гармоникалар) иштирок этади. Кичик сигнал ҳоли учун ҳисоблаш олиб бориш анча осон бўлганлиги учун таҳлилни шу ҳолдан бошлаймиз.

IV.2.1 Кичик сигнал ҳолида узун диоднинг (W >> L) динамик хоссалари

Юқоридагидек, инжекцияловчи (юқори легирланган) p соҳа ва n базага эга бўлган диодни қараймиз. Унга

$$V = V_0 + V_1 \exp(i\omega t) \qquad (IV.7)$$

кучланиш берилган, бунда ўзгарувчан кучланиш амплитудаси $V_1 << kT/e$. Бундай кучланишни кичик сигнал дейилади. Бу ҳолда ўзгарувчан ток ифодасини топиш учун ностационар ҳол учун узлуксизлик тенгламасини ечиш зарур. У биз қараётган диод базаси учун (бир ўлчовли ҳол!) қуйидагича ёзилади:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = \frac{-1}{e}\left(\frac{\partial j_p}{\partial x}\right) - \frac{\Delta p}{\tau_p} \qquad (IV.8)$$

Унча катта бўлмаган ($V_0 < \varphi_k / e$) кучланишлар соҳасида ковакларнинг p-n ўтиш орқали токи асосан диффузион ток бўлганлигидан $j_p = -eD\partial p/dx$. Уни (IV.8) тенгламага қўйсак,

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 p}{\partial x^2} - \frac{\Delta p}{\tau_p} \qquad \text{(IV.9)}$$

Диод базасидаги ковакларнинг тўла зичлиги ўзгармас p_0 ва ўзгарувчан $\tilde{p} = p_1 \exp i\omega t$ қўшилувчилардан ташкил топади:

$$p(x,t) = p_0(x) + \tilde{p}(x,t) = p_0(x) + p_1(x)\exp(i\omega t) \qquad \text{(IV.10)}$$

(IV.10) ифодани (IV.9) тенгламага қўйсак,

$$i\omega\tilde{p} = D_p \frac{\partial^2 p_0}{\partial x^2} + D_p \frac{\partial^2 \tilde{p}}{\partial x^2} - (p_0 + \tilde{p} - p_n)/\tau_p \qquad \text{(IV.11)}$$

Бу тенглама ўзгармас p_0 ва ўзгарувчан $\tilde{p}$ ташкилловчилар учун икки тенгламага ажралади:

$$D_p \frac{d^2 p_0}{dx^2} - \frac{p_0 - p_n}{\tau_p} = 0, \qquad \text{(IV.12)}$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{p}}{\partial x^2} - \left[(1 + i\omega\tau_p)\tilde{p}\right] / L_p^2 = 0. \qquad \text{(IV.13)}$$

(IV.12) тенглама (III.28) тенгламага айнан ўхшашдир. (IV.12) ва (IV.13) тенгламаларни ечиш учун чегаравий шартлар:

$x = w_n \to \infty$ да $p=p_n$, бундан: $p_0(W_n \to \infty)=p_n$.

$$\tilde{p}\,(W_n \to \infty)=0; \qquad \text{(IV.14)}$$

x=0 да

$$p(0,t) = p_0(0) + \tilde{p}(0) = p_n \exp\frac{eV}{kT} =$$

$$= p_n \exp\left(\frac{eV_0}{kT} + \frac{eV_1}{kT}\exp(i\omega t)\right) =$$

$$= p_n \exp\frac{eV_0}{kT} \exp\left(\frac{eV_1}{kT}\exp i\omega t\right)$$

Аммо, $\frac{eV_1}{kT} \ll 1$ **бўлганлигидан**

$$\exp\left[\frac{eV_1}{kT}\exp i\omega t\right] \approx 1 + \frac{eV_1}{kT}\exp i\omega t$$ бинобарин.

$$p(0,t) = p_n \exp\frac{eV_0}{kT}\left(1 + \frac{eV_1}{kT}\exp i\omega t\right).$$

Бундан: $p_0(0) = p_n \exp\frac{eV_0}{kT}$, $\tilde{p}(0) = p_0(0)\frac{eV_1}{kT}\exp i\omega t$ (IV.15)

Демак, (IV.12) тенглама учун чегаравий шартлар:

$$p_0(W_n) = p_n\ , \qquad p_0(0) = p_n \exp\frac{eV_0}{kT}$$

III бобда кўрилган ва улар ёрдамида мазкур тенглама ечилган эди.

(IV.13) тенглама учун чегаравий шартлар:

$$\tilde{p}(W_n) = 0, \qquad \tilde{p}(0) = p_0(0)\frac{eV_1}{kT}\exp(i\omega t)\ . \qquad \text{(IV.16)}$$

Бу (IV.16) чегаравий шартлардан фойдаланиб, (IV.13) тенгламанинг олинган ечими:

$$\tilde{p}(x,t) = \frac{ep_n}{kT}\exp\left(\frac{eV_0}{kT}\right)\exp\left[-\frac{(1+i\omega\tau_p)^{1/2}x}{L_p}\right]V_1\exp(i\omega t). \qquad \text{(IV.17)}$$

Ўзгарувчан ток зичлиги:

$$\tilde{j} = -eD_p\frac{\partial\tilde{p}}{\partial x}\Big|_{x=0} = \frac{e^2D_pp_n}{kTL_p}\exp\left(\frac{eV_0}{kT}\right)(1+i\omega\tau_p)^{\frac{1}{2}}V_1\exp(i\omega t) \qquad \text{(IV.18)}$$

$\sqrt{1+i\omega\tau_p}$ комплекс сонни осонлик билан ҳақиқий ва мавҳум қисмларга ажратиш мумкин:

$$\sqrt{1+i\omega\tau_p} = C_1 + iC_2.$$

$$C_1 = \left[(1+\omega^2\tau_p^2)^{1/2}+1\right]^{1/2}\Big/\sqrt{2}.$$

$$C_2 = \omega\tau_p \Big/ \left\{\sqrt{2}\left[\left(1+\omega^2\tau_p^2\right)^{1/2}+1\right]^{1/2}\right\}$$

Демак,

$$\tilde{I} = \frac{e\mu_p p_n}{\sqrt{2}L_p}\exp\left(\frac{eV_0}{kT}\right)\cdot$$

$$\times\left\{\left[\left(1+\omega^2\tau_p^2\right)^{1/2}+1\right]^{1/2} + \frac{i\omega\tau_p}{\left[\left(1+\omega^2\tau_p^2\right)^{1/2}+1\right]^{1/2}}\right\}V_1\exp i\omega t$$

(IV.19)

ва бу ўзгарувчан ток актив (биринчи ҳад) ва реактив (иккинчи ҳад) қўшилувчилардан иборат бўлади.

(IV.19) ифодадан муҳим натижалар келиб чиқади.

1. Токнинг актив $j_a S_{p-n}$ қисмини (S_{p-n} – $p-n$ ўтиш юзи) $V_1\exp i\omega t$ га бўлиб юборсак, p-n ўтишнинг тўла ўтказувчанлиги ифодаси келиб чиқади:

$$G_{p-n} = S_{p-n}\frac{e\mu_p p_n}{\sqrt{2}L_p}\exp\left(\frac{eV_0}{kT}\right)\left[\left(1+\omega^2\tau_p^2\right)^{1/2}+1\right]^{1/2} \qquad (IV.20)$$

Паст такрорийликлар ($\omega^2\tau_p^2 << 1$) соҳасида

$$G^0_{p-n} = S_{p-n}\left(e\mu_p p_n/L_p\right)\exp\left(eV_0/kT\right) \qquad (IV.20')$$

бўлиб, у ўзгармас ток ҳолидаги дифференциал ўтказувчанликка мос тушади. Бу ҳолда базага киритиладиган ноасосий заряд ташувчилар зичлиги ўзгарувчан кучланиш кетидан биргаликда ўзгариб улгуради.

Юқори такрорийликлар ($\omega^2\tau_p^2 >> 1$) соҳасида

$$G_{p-n} = \left(S_{p-n}e\mu_p p_n/\sqrt{2}L_p\right)\exp\left(eV_0/kT\right)\left(\omega\tau_p\right)^{1/2} \qquad (IV.21)$$

бўлади, яъни ўзгарувчан сигнал такрорийлигига боғлиқ равишда ортади: $G_{p-n} \sim \sqrt{\omega}$.

2. Токнинг реактив ташкилловчиси. (IV.19) дан кўринишича ўзгарувчан кучланишдан $\pi/2$ қадар ўзиб боради, чунки $i = \exp(i\pi/2)$. Бинобарин, у сиғим хоссали бўлади.

Бу холда

$$I_{реак} \cdot S_{p-n} = C_d \omega V_1 \exp[i(\omega t + \pi/2)], \qquad (IV.22)$$

бундаги

$$C_d = S_{p-n} \frac{e\mu_p p_n}{\sqrt{2} L_p} \exp\left(\frac{eV_0}{kT}\right) \frac{\tau_p}{\left[\left(1+\omega^2\tau_p^2\right)^{1/2}+1\right]^{1/2}} \qquad (IV.23)$$

катталикни __диоднинг диффузион сиғими__ дейилади.

Паст такрорийликлар соҳасида ($\omega^2\tau_p^2 \ll 1$):

$$C_{d0} = \left(S_{p-n} e\mu_p p_n \tau_p / 2L_p\right) \exp\left(\frac{eV_0}{kT}\right) \qquad (IV.24)$$

бўлиб у ω га боғлиқмас.

Юқори такрорийликлар соҳасида ($\omega^2\tau_p^2 \gg 1$):

$$C_d = \left(S_{p-n} e\mu_p p_n / \sqrt{2} L_p\right) \exp\left(\frac{eV_0}{kT}\right) \left(\tau_p / \omega\right)^{1/2} \qquad (IV.25)$$

Бу холда C_d сиғим ω га боғлиқ.

Диоднинг диффузион сиғими базага тўғри кучланиш берилганда киритилган коваклар билан боғлиқ.

Ҳақиқатан, базага киритилган ортиқча коваклар заряди

$$Q = S_{p-n} e p_n L_p [\exp(eV_0/kT) - 1]. \qquad (IV.26)$$

Сиғим

$$C_{d0} = dQ/dV = \left(S_{p-n} e p_n \mu_p \tau_p / L_p\right) \exp(eV_0/kT). \qquad (IV.27)$$

Бу ифода 1/2 коэффициент қадар аниқликда (IV.24) га мос тушади.

Диоднинг диффузион сиғимини токнинг ўзгармас ташкиллловчиси орқали ифодалаш мумкин:

$$C_d = \frac{e(I + I_s)\tau_p}{\sqrt{2}kT\left[\left(1 + \omega^2\tau_p^2\right)^{1/2} + 1\right]^{1/2}} \qquad \text{(IV.29)}$$

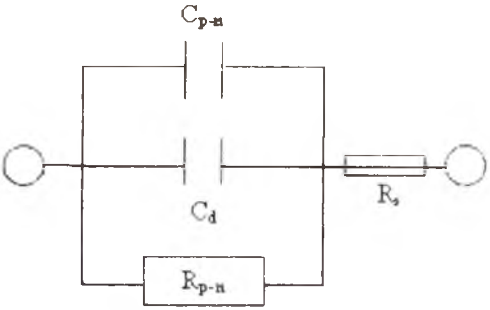
Диодга тескари кучланиш берилганда, агар $|U| \geq 2{,}3kT/e$ бўлса, $I = I_{тес} = -I_s$, бинобарин, $C_d = 0$.

Демак, тескари кучланиш берилганда базага ноасосий заряд ташувчилар киритилмайди, диффузион сиғим нолга тенг.

3. Ярим ўтказгичли диоддан учта параллел уланган каналдан ўзгарувчан ток ўтади: 1) p-n ўтишнинг актив ўтказучанлиги ёки қаршилиги $R_{p-n} = G_{p-n}^{-1}$; 2) диоднинг диффузион сиғими C_d ва 3) p-n ўтишнинг сиғими.

Бинобарин, ярим ўтказгичли диоднинг эквивалент схемаси IV.2 расмда тасвирлангандек бўлади.

R_s дан бошқа ҳамма элементлар кучланишга боғлиқ. Бундан ташқари, R_{p-n} ва C_d лар $\omega \approx \tau_p^{-1}$ дан бошлаб, такрорийлик ошган сайин камайиб борадилар.



IV.2 расм. Ярим ўтказгич диоднинг эквивалент схемаси

Етарлича катта кучланишда $C_d >> C_{p-n}$. Агар яна R_s ҳам кичик бўлса, у ҳолда

$$C_d R_{p-n} = \tau_p \Big/ \geq \left[\left(1 + \omega^2\tau_p^2\right)^{1/2} + 1\right] \qquad \text{(IV.30)}$$

кўпайтма кучланишга боғлиқ эмас. Паст ($\omega^2\tau_p^2 <<1$) такрорийлик ларда $C_d R_{p\,n} = \tau_l/2$! ($\omega^2\tau_p^2 >>1$) бўлганда $C_d R_{p\,n} = \omega^{-1}$.

$|V| \geq 2{,}3kT/e$ тескари кучланишда $C_d=0$, G_{pn} кичик, $R_{p\,n}$ жуда катта. Демак, бу ҳолда эквивалент схемани кетма-кет уланган $C_{p\,n}$ ва R_s кўринишида тасвирлаш мумкин.

IV.2.2. Катта сигнал ҳолида диоднинг динамик хоссалари

Юқорида кўрганимиз кичик ўзгарувчан кучланиш (кичик сигнал) ҳолида унга қўйилган $V_1<<kT/e$ шарт чегарадаги $p(0,t)$ заряд ташувчилар зичлиги ифодасини ($\exp\left[\frac{eV_1}{kT}\exp(i\omega t)\right]$ ни кичик $\frac{eV_1}{kT}<<1$ бўйича қаторга ёйиш орқали) соддалаштириш (математика нуқтаи назаридан, мазкур ифодани V_1 га нисбатан чизиқийлаштириш) имконини беради, сўнгра ўзгарувчан $\tilde{p}(x,t)$ зичлик ва ўзгарувчан $\tilde{j}(t)$ учун содда ифодалар олинади, табиийки, уларни таҳлил қилиш ҳам унча қийин эмас.

Аммо, ўзгарувчан кучланиш (ўзгарувчан сигнал) V_1 катталигига ҳеч қандай чек қўйилмаса, масалани ечишда ҳар қандай даврий жараёнлар учун одатда қўлланиладиган Фурье қаторига ёйиш усулидан фойдаланиш керак бўлади. Бу эса ўз навбатида ўзгарувчан ток таркибида ўзгарувчан кучланиш ω такрорийлигига каррали $(\omega, 2\omega, 3\omega, \ldots, k\omega, \ldots)$ бўлган ташкил этувчилар (гармоникалар) мавжуд бўлишига олиб келади. Биз бу ерда катта ўзгарувчан сигнал берилган ҳолга доир айрим муҳим жойларга тўхталамиз.

Агар n-базали диодда ноасосий заряд ташувчилар ковакларни қарасак, уларнинг n соҳадаги зичлиги Фурье қатори орқали қуйидагича тасвирланади:

$$p_n(x,t) = p_{0n}(x) + \sum_{k=1}^{\infty}\left(p_{kc}\cos k\omega t + p_{ks}\sin k\omega t\right). \qquad \text{(IV.31)}$$

Бу ифодада $p_k = p_{kc} - ip_{ks}$ белгилаш киритиб, (IV.31) ни

Диодга берилган V(t) кучланишнинг ёки токнинг йўналишига қараб ўтма жараёнларнинг қуйидаги тўртта муҳим ҳолини таҳлил қиламиз:

1) диоднинг нейтрал токсиз ҳолатдан ток ўтказиш ҳолатга ўтказилиши;

2) тўғри ток ўтказиш ҳолатидан диодни нейтрал ҳолатга ўтказилиши;

3) диодни тўғри ток ҳолатидан тескари ток ҳолатига ўтказилиши;

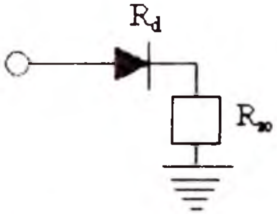
4) диодни нейтрал ҳолатдан тескари ток ҳолатига ўтказилиши.

Дастлаб p-n ўтиш сиғими ўзгаришини ҳисобга олмасдан юқоридаги ҳолларда ўтма жараёнларни таҳлил қиламиз.

IV.3.1. Диоднинг нейтрал ҳолатдан тўғри ток ўтказиш ҳолатига ўтиши жараёни

IV.3 расмдаги схемани қўллаб, диодни ток генератори равишида ўтказувчан ҳолатта улаш мумкин.

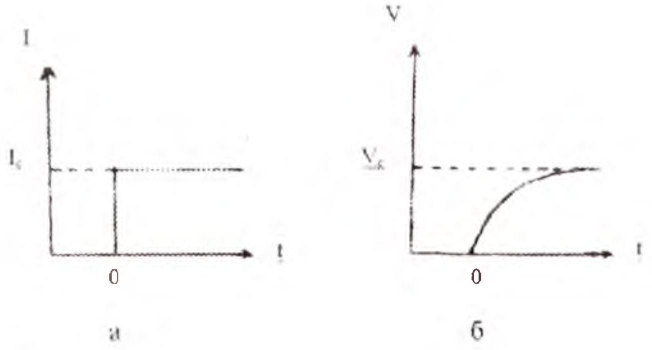
Агар юклама қаршилиги $R_ю$ нейтрал ва ўтказувчан ҳолатдаги диоднинг R_g қаршилигидан анча катта бўлса, бу ҳолда ток генератори схемаси амалга ошади.



IV.3 расм. Диодни тўғри ҳолатга улаш.

Агар, аксинча, $R_d \gg R_ю$ бўлса, у ҳолда кучланиш генератори схемаси амалда бўлади. Биз биринчи ҳолни ярим чегараланган n базали ясси диод учун мазкур ўтиш жараёнини таҳлил қиламиз, бунда p-n ўтиш қатламида заряд ташувчилар рекомбинацияси ва генерацияси йўқ деб ҳисоблаймиз.

Дастлаб <u>паст инжекция ҳолини</u> (кичик кучланишлар ҳолини) текширамиз, бу ҳолда ташқи кучланишнинг деярли ҳаммаси p-n ўтишга тушади деб оламиз.



IV.4 расм. p-n ўтишда ток (а) ва кучланиш (б) нинг вақтга богланиши (ток занжирда сакраб ўзгаради)

IV.4.а расмда кўрсатилганидек, t=0 пайтда диодда ток I=0 дан $I=I_c$ гача сакраб ўзгаради. p соҳадан n соҳага коваклар кира бошлайди, уларнинг p-n ўтиш яқинидаги зичлиги вақт ўтиши билан анча оша боради, p-n ўтишда кучланиш тушиши ҳам орта боради. Муайян вақт ўтгач, диоднинг базасида диффузия туфайли токнинг I_c қийматига мос келадиган коваклар стационар тақсимоти вужудга келади, кучланиш ўзининг тегишли V_c қийматига эришади. Демак, бу жараёнда кучланишнинг вақтга богланиши ўтма характеристика (параметр) бўлади.

p-n ўтиш билан n база чегарасида (x=0 да)

$$\Delta p(0,t) = p_n\{\exp[eV(t)/kT]-1\} \qquad (IV.12)$$

бўлади. V(t) богланишни аниқлаш учун шу $\Delta p(0,t)$ нинг ифодасини топиб олиш зарур. Бунинг учун

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p\,\partial^2 p/\partial x^2 - \Delta p/\tau_p \qquad (IV.32')$$

тенгламани муайян чегаравий ва бошланғич шартлардан фойдаланиб ечиш керак. Бу шартлар қуйидагилар:

$$\Delta p(x,0) = 0, \qquad (IV.13)$$

$$\partial(\Delta p)/\partial x\big|_{x=0} = -j_c/eD_p . \qquad (IV.14)$$

$$\Delta p(x,t)\big|_{x\to\infty} = 0 \qquad (IV.45)$$

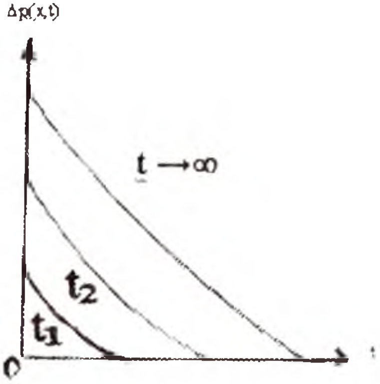
(IV.32) тенгламани Лаплас операцион усулидан фойдаланиб, ечиш қуйидаги натижани беради:

$$\Delta p(x,t) = \frac{\Delta p_c(0)}{2}\left\{\exp\left(-\frac{x}{L_p}\right)erfc\left[\frac{x}{2(D_p t)^{1/2}} - \left(\frac{t}{\tau_p}\right)^{1/2}\right] + \exp\frac{x}{L_p}\,erfc\left[\frac{x}{2(D_p t)^{1/2}} + \left(\frac{t}{\tau_p}\right)^{1/2}\right]\right\}$$

(IV.46)

бунда $\Delta p_c(0) = p_n[\exp(eV_c/\ kT) - 1]$

Бу ифода ҳар қандай t>0 вақт пайтида диод базасида ортиқча коваклар тақсимотини тавсифлайди. (IV.5 расм).



IV.5 расм. Базада ортиқча коваклар тақсимоти

x=0 нуқтада (IV.46) ифода

$$\Delta p(0,t) = p_n[\exp(eV_c/kT) - 1]erf(t/\tau_p)^{1/2} \qquad (IV.47)$$

кўринишни олади, уни (IV.42) ифодага тенгласак ва $[eV(t)/\ kT] \ll 1$, $(eV_c/\ kT) \ll 1$ **деб олсак,**

$$V(t) = V_c erf\left[(t/\ \tau_p)^{1/2}\right] \qquad (IV.48)$$

$t=0$ вақт учун erf(0) ва V(0) =0, $t\to\infty$ учун $erf\left[(t/\tau_p)^{1/2}\right]\to 1$ ва $V(t)\to V_c$. Демак, (IV.18)ифода IV.4,б расмдаги V(t) боғланишни тавсифлайди.

Энди мазкур жараённи юқори инжекция ҳолида ($p>>N_d$) қарайлик. Бу ҳолда коваклар учун узлуксизлик тенгламаси

$$\frac{b_0+1}{2b_0 D_p}\frac{\partial(\Delta p)}{\partial t}=\frac{\partial^2(\Delta p)}{\partial x^2}-\frac{\Delta p}{L^2} \qquad (IV.49)$$

кўринишда бўлади. Бу тенгламани олдинги ҳолдаги услубда ечсак ва $V_{p-n}(t)>>kT/q$ десак,

$$V_{p-n}(t)\approx(kT/e)\ln\left|j_c/2j_s\right|\left|1-N_1\exp\left(-t/\tau_1^*\right)\right|, \qquad (IV.50)$$

бунда $j_s=eD_p p_n cth(w/L)/L$; N_1 ўзгармас сон,

$$\frac{1}{\tau_1^*}=\pi^2 b_0 D_p/\left[2(b_0+1)w^2+1/\tau_p\right], \qquad (IV.51)$$

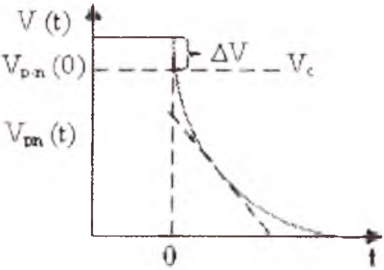
$$j_c=\beta_1 j_s\left[\exp\left(eV_{p-n}/kT\right)-1\right] \qquad (IV.52)$$

Демак, олдинги ҳолдагидек, бу ҳолда ҳам p-n ўтишдаги кучланиш $V_{p-n}(t)$ ўсиб боради. Ҳисобнинг кўрсатишича, юқори инжекция даражасида $V_б(t)>V_{p-n}(t)$, аммо t ортиб борган сайин $V_б(t)$ камайиши мумкин, чунки базага ковакларнинг кўплаб кириб бориши, уларнинг зарядини мувозанатлаш учун контактдан электронларнинг кириб келиши, яъни базада заряд ташувчилар зичлиги ортиб кетиши унинг қаршилигини камайтиради, кучланишни пасайтиради. Лекин қандайдир коваклар инжекцияси «ўртача» даражасида $V_{p-n}(t)$ нинг ўсиши $V_б(t)$ нинг камайишини тўлдириши мумкин, бу ҳолда диоддаги тўла кучланиш анча вақт t га боғлиқ бўлмаслиги мумкин.

IV.3.2. Диоднинг тўғри ток ўтиб турган ҳолатдан токсиз (нейтрал) ҳолатга ўтиш жараёни

Юқорида қаралган диод $t<0$ да ток ўтказиб турган бўлган. $t=0$ да занжирни бир онда узсак ($I=0$ бўлиб қолса), тажриба кўрсатишича, диоддаги кучланиш амалда бир онда қандайдир ΔV миқдорга камаяди, кейин $V(t)$ аста секин нолгача тушади (IV.6 расм). Бу ҳодисани мана бундай тушунтирилади. Кучланишнинг бир онда ΔV қадар пасайиши диод базаси $R_б$ омик қаршилигининг йўқ бўлиши билан боғлиқ: $\Delta V = IR_б$.

Паст инжекция даражаси ҳолида кучланишнинг қолган қисми p-n ўтишдаги кучланиш бўлиб, (IV.42) ифодага биноан базада ортиқча коваклар йўқолиб кетгандан кейингина p-n ўтиш кучланиши йўқ бўлади. $t>0$ бўлганда диод орқали ток ўтмаганлиги туфайли диод базасидаги ортиқча коваклар фақат электронлар билан рекомбинацияланиши оқибатидагина камайиб боради. Шу рекомбинация жараёни суръати p-n ўтишдаги кучланишнинг вақтга боғланишини аниқлайди.



IV.6 расм. Занжир узилгандан кейин диоддаги кучланишнинг вақтга боғлиқ пасайиши

$t\leq 0$ да диодда ўзгармас ток ўтиб тургани учун

$$\Delta p(x,0) = \Delta p_c(0)\exp(-x/L_p) \qquad (IV.53)$$

бошланғич шарт ўринлидир.

$t>0$ да ток оқмайди, бинобарин,

$$\partial(\Delta p)/\partial x|_{x=0} = 0, \qquad (IV.54)$$

(IV.45) чегаравий шарт бу ҳолда ҳам сақланади.

(IV.32) тенгламага Лаплас операцион усулини қўлласак унинг ечими қуйидагича бўлади:

$$\Delta p(x,t) = \Delta p_n(0)\exp(-x/L_p) -$$

$$-\frac{\Delta p_n(0)}{2}\left\{\exp(-x/L_p)\,erfc\left[\frac{x}{2(D_p t)^{1/2}} - \left(\frac{t}{\tau_p}\right)^{1/2}\right] - \exp(x/L_p)\,erfc\left[\frac{x}{2(D_p t)^{1/2}} + \left(\frac{t}{\tau_p}\right)^{1/2}\right]\right\}$$

(IV.55)

x=0 нуқта учун

$$\Delta p(0,t) = \Delta p_n(0)\left[1 - erf(t/\tau_p)^{1/2}\right]. \qquad (IV.56)$$

Бундан $V \ll kT/q$ бўлганида

$$V(t) = V_c\left[1 - erf(t/\tau_p)^{1/2}\right]. \qquad (IV.57)$$

бу ердаги V_c кучланиш $V_{p-n}(0)$ га мос келади

$t/\tau_p \geq 2$ учун

$$1 - erf(t/\tau_p)^{1/2} \cong \exp(-t/\tau_p)/(\pi t/\tau_p)^{1/2}. \qquad (IV.58)$$

яъни жараён бошланишидан бироз вақт ўтгач $V_{p-n}(t)$ тахминан экспоненциал қонун бўйича камая боради.

Агар $V \gg kT/q$ бўлса, (IV.56) ифодадан

$$V(t) = V_c + (kT/e)\ln\left[1 - erf(t/\beta\tau_p)^{1/2}\right] \qquad (IV.59)$$

қонуният келиб чиқади. Энди $t/\tau_p \geq 2$ бўлса

$$V(t) \cong V_c - (kT/e)\ln(\pi t/\tau_p)^{1/2} - (kT/e)(t/\tau_p) \qquad (IV.60)$$

Логарифм секин ўзгаради, шунинг учун IV.6 расмда $V(t)$ нинг чизиқий пасайиш қисми кузатилиши керак. Бу эгри чизиқ

қисмининг оғмалигидан $(kT/e\tau_p)$ диод базасида ковакларнинг яшаш вақти τ_p ни аниқлаш мумкин.

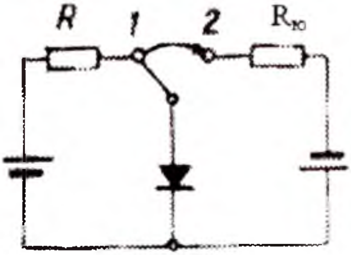
Юқори инжекция даражаси ҳолида диоддаги кучланиш p n ўтишдаги кучланиш ва базадаги Дембер кучланиши йиғиндисидан иборат. V(t) нинг иккала ташкилловчиси ҳам t бўйича чизиқий қонунга мувофиқ камаяди, бу жараённи (IV.60) ифодада τ_p ни

$$\tau_1^* = \left\{\left[\pi^2 b_0 D_p / 2(b_0+1)w^2\right] + \frac{1}{\tau_p}\right\}^{-1}$$

билан алмаштириб, тавсифлаш мумкин.

IV.3.3. Диоднинг тўғри ток ҳолатидан берк (тескари ток) ҳолатига ўтиш жараёни

Бу ўтишни IV.7 расмдаги схема ёрдамида амалга оширса бўлади. Агар калит 1 вазиятда бўлса, диод тўғри ток ҳолатида уланган. Агар калитни 2 вазиятга ташланса, диодга ва юклама қаршилигига қарама қарши қутбли кучланиш берилади.



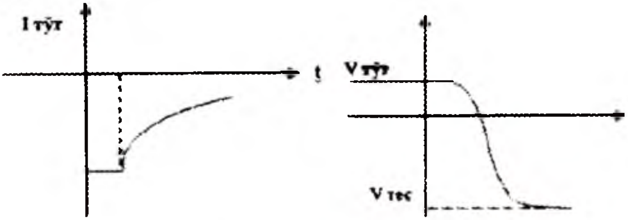
IV.7 – расм. IV.3.3 бандга доир

Калитни 1 вазиятдан 2 вазиятга бир онда ўтказилса, у ҳолда диод орқали ўтаётган ток йўналиши бир онда ўзгаради (IV.8 а расм).

Тескари ток ўтаётганда диод базасида жамғарилган ортиқча коваклар p соҳага ўта боради. Бир вақтда ковакларнинг бир қисми электронлар билан рекомбинацияланади. Шу равишда диод базасидаги ортиқча коваклар тобора камайиб боради. (IV.42) ифодага асосан, p n ўтишда кучланиш камайиши кузатилиши керак (IV.8,б расм).

$\Delta p(0,t_{\ddot{y}})=0$ бўладиган $t=t_{\ddot{y}}$ пайтда $V_{p-n}=0$ бўлади. $t>t_{\ddot{y}}$ пайтларда x=0 нуктада коваклар зичлиги мувозанатий қийматидан кичик бўлиб қолади $(\Delta p(0,t)<0)$. V_{p-n} ўз ишорасини ўзгартиради.

p-n ўтишга тўғри йўналишда кучланиш қўйилганда унинг қаршилиги жуда кичик, занжирдаги ток кучи юклама қаршилиги билан аниқланади ва вақтга боғлиқ эмас.



IV.8 расм. I(t) ва V(t) боғланишлар графиги

$t>t_{\ddot{y}}$ вақтда тескари ток катталиги тескари йўналишда кучланиш берилган p-n ўтишнинг қаршилиги билан аниқланади, бу қаршилик t ортиши билан ортади, чунки ортиқча коваклар қисман рекомбинацияланади ва қисман базадан чиқиб кетади.

Демак, қаралаётган жараён икки босқичдан иборат: дастлабки босқичда p-n ўтиш тўғри йўналишда кучланиш олган, ток кучи юклама қаршилиги билан аниқланади ва вақтга боғлик эмас. Иккинчи босқичда p-n ўтишда тескари кучланиш ортиб боради, тескари ток эса то стационар тўйиниш токигача камаяди.

Юклама қаршилиги вазифасини база ва контактлар, кучланиш манбаи ва уловчи симлар қаршиликлари бажаради. Равшанки, юклама қаршилиги қанча кичик бўлса, биринчи босқичда тескари ток шунча катта, диод базасидан коваклар шунчалик тез сўриб олинади, яъни $t_{\ddot{y}}$ ўтиш вақти шунчалик кичик бўлади.

IV.3.4 p-n ўтиш сиғимининг ўтма жараёнларга таъсири

p-n ўтиш сиғими ўзгаришининг ўтма жараёнларга таъсирини зарядлар тенгламаси ёрдамида тадқиқланади. Унинг кўриниши:

$$dQ/dt = I_p(0,t) - I_p(w,t) - Q/\tau_p \,. \qquad \text{(IV.61)}$$

бу ерда $Q = eS_{p-n}\int_0^w \Delta p(x,t)dx$ диод базасидаги ортиқча ковакларнинг тўла заряди, $I_p(0,t)$, $I_p(w,t)$ мос равишда p-n ўтишнинг x=0 нуқтасидаги ва тўғриламайдиган контактдаги коваклар токи, Q/τ_p ҳажмий рекомбинация суръати.

$$I_p(w,t) + Q/\tau_p = Q/\tau, \tag{IV.62}$$

белгилаш киритамиз. τ, диод базасида ковакларнинг яшаш вақти.

Силжиш токи

$$I_{сил} = C_{p-n}(V)dV/dt. \tag{IV.63}$$

Тўла ток

$$I(t) = I_p(0,t) + I_{сил} \tag{IV.64}$$

Токнинг занжирда I=0 дан I_c гача сакраб ўзгариши жараёнида ток кейин ўзгармас сақланади, аммо Q(t) ва V(t) лар ўзгара боради. Бунда сиғимларни ҳисобга олинса,

$$Q(t) = C_d V(t), \tag{IV.65}$$

$$V(t) = V_c\left[1 - \exp\left(-\frac{C_d t \tau_э}{C_d + C_{p-n}}\right)\right]. \tag{IV.66}$$

Стационар ҳолда $Q_c = I_R\tau_э = C_d V_c = C_d I_R R_{p-n}$, бундан:

$$C_d = \tau_э/R_{p-n} \tag{IV.67}$$

(IV.67) ни (IV.66) га қўйсак,

$$V(t) = V_c\left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau_э + C_{p-n}R_{p-n}}\right)\right]. \tag{IV.68}$$

Агар $C_d >> C_{p-n}$ бўлса, у ҳолда

$$V(t)=V_c\left[1-\exp\left(-t/\tau_э\right)\right]$$ (IV.69)

қонуният бўйича ўзгаради.

Агар $C_d << C_{p-n}$ бўлса,

$$V(t)=V_c\left[1-\exp\left(-t/\overline{C}_{p-n}R_{p-n}\right)\right].$$ (IV.70)

Юқорида кўрилган ифодалар паст кучланишлар соҳасига ($V<< kT/q$ га) тегишли эди.

(IV.69) ифода германий диодлари учун, (IV.70) ифода эса кремний ва галлий арсениди диодлари учун бажарилади.

IV.3.5. Диодни нейтрал (токсиз) ҳолатдан тескари (берк) йўналиш ҳолатига ўтказиш жараёни

Бу жараён p-n ўтишнинг зарядий сиғими томонидан аниқланади. Агар диодга ва юклама қаршилигига V_0 амплитудали тескари кучланиш берилса, у ҳолда

$$I_{сил}R_ю+V=V_0.$$ (IV.71)

(IV.63) ва (IV.71) ифодалардан:

$$dV/dt+\left(V-V_0\right)/\overline{C}_{p-n}R_ю=0.$$ (IV.72)

Бу тенгламанинг ечими:

$$V(t)=V_0\left[1-\exp\left(-t/\overline{C}_{p-n}R_ю\right)\right].$$ (IV.73)

Тескари ток учун ушбу ифода олинади:

$$I_{тес}(t)=\left(V_0/R_ю\right)\exp\left(-t/\overline{C}_{p-n}R_ю\right).$$ (IV.74)

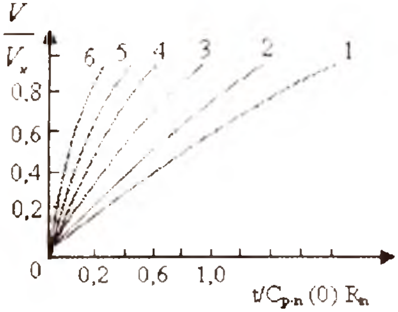
Ҳосил қилинган ифодалар $V_0 < V_k$ бўлган ҳолда мазкур ўтма жараённи яхши тавсифлайди.

Кескин p-n ўтиш ҳолида

$$V(t) = (V_0 + V_k)\left\{\frac{a_1 - a_2\exp\left[(1-a_1)t/C_{p-n}(0)R_k\right]}{a_1 + a_2\exp\left[(1-a_1)t/C_{p-n}(0)R_k\right]}\right\}^2 - V_k \qquad \text{(IV.75)}$$

бунда $a_{1,2} = (V_0/V_k + 1)^{1/2} \pm 1$.

IV.9 расмдан кўринишича, p-n ўтиш сиғимининг зарядланиш суръати бериладиган тескари V_0 кучланишга муҳим боғлиқ. $V_0 << V_k$ бўлганда
$C_{p-n}(V) \cong C_{p-n}(0) = 1$ чизиқ.



IV.9 расм. V_0/V_k қийматлари: 2-3, 3-10, 4-30, 5-100, 6-300; 1-$C_{p-n}(0)$ учун

Юқорида кўриб чиқилган ҳоллардан келиб чиқадиган хулоса шуки, p-n ўтишли ярим ўтказгичли диоднинг ҳолати ҳар қандай ўзгарганида ўтма жараёнлар кузатилади, уларнинг тезлиги диод базасида ортиқча ноасосий заряд ташувчиларнинг жамғарилиши ва уларнинг сўрилиб кетиши ёки p-n ўтиш сиғими зарядланиши билан, ёинки бу иккала жараённинг биргаликда бўлиши билан аниқланади.

Шотки диодлари учун кўпчилик ҳақиқий ҳолларда ўтма жараёнлар фақат контакт сиғими ўзгариши билан боғлиқ бўлади.

Ярим ўтказгичли диодларда содир бўладиган ўтма жараёнлар диодларнинг тезкорлигига чек қўяди, бу чегарани кўтариш эҳтиёжи ўтма жараёнларни синчиклаб тадқиқлаш заруриятини келтириб чиқарган.

Ярим ўтказгичли диодларнинг турли вазифаларни бажарадиган хиллари кўп. Биз қуйида уларнинг бир нечасинигина кўриб ўтамиз.

IV.1. Ўзгарувчан токни тўғрилайдиган ярим ўтказгичли диодлар

II, III бобларда ва IV бобнинг кириш қисмида метал-ярим ўтказгич контактининг, p-n ўтишнинг ва улар асосида тайёрланган диодларнинг ўзгарувчан токни тўғрилаш хоссаси ҳақида тўхталиб ўтган эдик. Энди тўғриловчи диодлар тўғрисида батафсилроқ маълумот берамиз.

Тўғрилагич диодларга қўйиладиган асосий талаб шуки, уларда тўғри йўналишдаги қаршилик иложи борича кичик, тескари йўналишдаги қаршилик мумкин бўлганича катта бўлиши керак. Тўғрилагичнинг сифатини тўғрилаш $K_т$ коэффициенти тавсифлайди, у диоднинг тескари ва тўғри токларга қаршиликлари нисбатига тенгдир.

Агар диоднинг статик ВАХи

$$I = I_s\left(e^{eV/kT} - 1\right) \qquad (IV.76)$$

кўринишида бўлса, унинг дифференциал қаршилиги тўғри йўналишда

$$R_{d\,тўғ} = \left(dV/dI_{тўғ}\right) = kT/\left[eI_s \exp(eV/kT)\right], \qquad (IV.77)$$

тескари йўналишда

$$R_{d.тес} = \left(dV_{тес}/dI_{тес}\right) = kT/\left[eI_s \exp\left(-e\left|V_{тес}\right|/kT\right)\right], \qquad (IV.78)$$

бўлади. Бу ҳолда тўғрилаш коэффициенти

$$K_т = \exp\left[\left(e/kT\right)\left(V + \left|V_{тес}\right|\right)\right]. \qquad (IV.79)$$

Ярим ўтказгичли диод уч шарт бажарилгандагина тўғрилагич вазифасини ўтай олади:

1) тескари кучланишнинг тикланиш вақти $t_{тик}$ ўзгарувчан ток давридан анча кичик бўлиши керак;
2) диодга тушадиган кучланиш тешилиш кучланишидан кичик бўлиши керак;
3) кучланишнинг мусбат ярим давридаги тўғри ток бирор катталикдан ошмаслиги керак.

Айтилганларга кўра, тўғрилагич диодларнинг асосий параметрлари сифатида қуйидаги катталиклар танлаб олинган:

1) тўғри ток $I_{тўғ}$ нинг рухсатланган энг катта киймати $I_{тўғ.макс}$;
2) рухсатланадиган энг катта $V_{тес.\ макс}$ тескари кучланиш;
3) рухсатланган $I_{тўғ.\ макс}$ тўғри ток ўтиб тургандаги (давр бўйича ўртача) $V_{тўғ}$ тўғри кучланиш;
4) $V_{тес,\ макс}$ га мос келган $I_{тес}$;
5) атроф муҳитнинг температуралари ишчи оралиги;
6) тўғриланган ' токни белгиланган кийматдан пасайтирмайдиган такрорийликлар $\Delta\nu$ оралиғи.

Бундан ташқари, диоднинг муайян тескари кучланишдаги сиғими ҳам кўрсатиб берилади.

Кўпчилик тўғрилагич диодлар оддий электрик тармокнинг 50 Гц ли ўзгарувчан токини тўғрилаш учун қўлланилади. Аммо, транзисторларда, радиоэлектрон қурилмаларда тўғрилагич диодларнинг ишчи такрорийликлари бир неча ўнлаб килогерцлар тартибида бўлади.

Тўғриланган ток катталигига қараб тўғрилагич диодлар уч гуруҳга ажратилади: кичик қувватли диодлар (тўғри $I_{тўғ}$ ток 0,3 А гача), ўрта қувватли диодлар (0,3< $I_{тўғ}$ <10 А), ва катта қувватли диодлар ($I_{тўғ}$> 10 А). Бу кўрсатилган диодларда p-n ўтиш юзи фарқ қилади. Энг катта қувватли тўғрилагич диодларни совутиб туриш чоралари кўрилади. Тўғрилагич диодларнинг тешилиш (ишдан чиқиш) кучланиши 50 дан 2500 В оралиғида бўлади.

Кўпчилик тўғрилагич диодларни германий ва кремний асосида тайёрланади. Бу диодларда тескари ток кичик ($10^{-6}-10$ [illegible] *А тартибида*) ва манфий ярим даврда энергия исрофини назарга олмаса бўлади.

Кремний диодларга тегишли айрим маълумотни келтирамиз. Улар -60 дан + 125^{0}С гача ишлай олади, тўғри кучланиш 1,5 В гача бўлади, рухсатланган тўғри ток 0,1÷1600 А тартибида.

p-n ўтишли тўғрилагич диодларнинг такрорийликка боғлиқ хоссалари базада ноасосий заряд ташувчиларнинг жамғарилиши ва сўрилиши жараёни билан аниқланади. Бу хоссаларни яхшилаш мақсадида кремний кристалига олтин диффузияланади, бу эса рекомбинацион энергетик сатҳлар ҳосил қилиб, ноасосий заряд ташувчилар яшаш вақтини камайтиради.

Баъзи кремний диодлар учун хона температураси тешилиш $V_{теш}$ кучланиши 1500-2000 В ни ташкил қилади. Энг катта рухсатланган тескари кучланиши $V_{тес.макс}=(0.5\div0.8)V_{теш}$ чамасида танланади.

Саноат тўғрилагич устунлар ҳам ишлаб чиқаради. У кетма кет уланган бир неча диоддан иборат бўлиб, иккита электродли ягона қурилмани ташкил қилади. Бундай кремний тўғрилагич устунларида энг катта рухсатланган тескари кучланиш бир неча киловолт чамасида бўлади.

Тўғрилагич диодлардан қулай фойдаланиш учун турли схемалар бўйича йиғилган диодлардан ташкилланган тўғрилагич ярим ўтказгич блоклар тайёрланади.

IV.5. Импулсда ишлайдиган диодлар

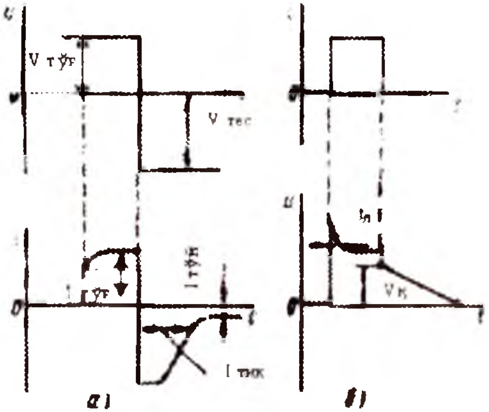
Бу диодларда ўтма жараёнлар вақти қисқа, импулсли иш маромида ишлашга мўлжалланган. Импулс диодларининг асосий хизмати – ЭҲМ ларда коммутацияловчи (уловчи) элементлар сифатида ишлаш бўлиб, улар яна радиоэлектроникада юқори такрорийликли сигналларни ошкор қилиш (детектирлаш) ва бошқа мақсадларда қўлланади. Импулс диодларининг хоссалари ва параметрларини ўтма жараёнлар аниқлайди.

Диодни тўғри йўналишдан тескари йўналишга қайта улаганда дастлабки пайтда диод орқали катта тескари ток ўтади, уни асосан база қаршилиги (мукаммал кучланиш генератори ҳолида) чеклайди. Вақт ўтиши билан базада жамғарилган ноасосий заряд ташувчилар рекомбинацияланади ёки базадан p-n ўтиш орқали кетади, шундан кейин тескари ток ўзининг стационар (I_s) қийматигача камаяди (IV.10,а-расм) – диоднинг тескари қаршилиги тикланади. Шунинг учун импулс диодининг асосий параметрларидан бири тескари қаршиликнинг $t_{тик}$ тикланиш вақтидир. Бу параметр бўйича барча импулс диодлари олти гуруҳга ажратилади:

$t_{тик}$ = 500 нс, 150÷500, 30÷150, 5÷30, 1÷5 ва 1 дан кам нс.

Тўғри йўналишда ток импулси ўтказилганда диоддаги кучланишнинг дастлаб кўтарилиши кузатилади (IV.10,б-расм), бунда ҳали базада ноасосий заряд ташувчилар жамғарилмаган бўлади. Сўнгра, базанинг тўғри йўналишидаги қаршилиги барқарорлашади. $t_б$ вақт давомида ярим ўтказгич диоднинг тўғри қаршилиги ўзининг ўзгармас қийматигача барқарорлашишини диоднинг тўғри қаршилиги барқарорланиши дейилади. Бу $t_{тик}$ ва $t_б$ параметрларнинг қийматлари диоднинг базасида ноасосий заряд ташувчилар яшаш вақтига, ва шунингдек ўлчашлар шароитига боғлиқ.

Импулс нуқтавий диоди ҳам мавжуд. У кристални тутиб турувчига пайвандланган германий кристали, ингичка сим кўринишидаги контакт электрод ва шиша идишдан (баллондан)



IV.10 расм. а) диод кучланиш генератори схемасида, б) диод ток генератори схемасида ишлайди

иборат. Унда p-n ўтиш ярим сфера шаклида, радиуси 20 мкм чамасида, ноасосий заряд ташувчиларнинг базадаги яшаш вақти кичик, бинобарин, нуқтавий диодларнинг $t_{тик}$ вақти ясси диодларникидан анча кичик, шунинг учун нуқтавий диодлар ўз тўғрилаш хоссаларини ўнларча мегагерцгача сақлайди. Аммо, нуқтавий диодларнинг бир қатор муҳим камчиликлари бор, шу сабабдан уларни импулс ясси диодлари амалда тўла сиқиб чиқарган.

Агар импулс диоди тайёрланадиган кремнийга олтин киритилса, у ҳолда тескари қаршилик тикланиш вақти $t_{тик}$ камаяди, яъни ўтма жараёнлар тезлашади.

Ясси (планар) технология, бир кристалда кўп диодлар тузимини осон шакллантириш имконини беради. Импулс диодлари тўпламида ҳосил қилинган кристал ҳисоблаш техникасида қўллаш учун қулайдир.

IV.6. Шотки диодлари

Шотки диодлари метал ва ярим ўтказгич орасидаги тўғриловчи контакт асосида тайёрланади. p-n ўтишли диодларда ишчи такрорийликларни чеклаб қўювчи асосий физик жараён диод базасида ноасосий заряд ташувчиларнинг жамғарилиши ва сўрилиши эди. p-n ўтиш сиғимининг қайта зарядланиши уша диодларда иккинчи даражали аҳамиятга эга бўлиб, фақат муайян

шароитда такрорийлик хоссаларига таъсир килар эди. Агар диоднинг ишлаши жараёнида ноасосий заряд ташувчиларнинг базага киришини (инжекциясини) бартараф килинса, уларнинг жамғарилиши ва секин сўрилиши жараёни ҳам бўлмас, диоднинг тезкорлиги анча ошган бўларди.

Шотки диодларида бу мақсадга эришиш мумкин, чунки уларда тўғри йўналишда тўғри ток ярим ўтказгичдаги асосий заряд ташувчиларнинг метал томонга ҳаракати туфайли вужудга келади, контактда ноасосий ташувчилар учун потенциал тўсик юқори бўлганлигидан улар металдан ярим ўтказгичга ўта олмайди. Шундай килиб, Шотки диодининг такрорийлик хоссаларига контактнинг тўсиғига тегишли сиғимнинг қайта зарядланиш вакти асосий таъсир кўрсатиши керак. Бу вактий доимий базанинг қаршилигига боғлиқ $(\tau = r_б C_k)$. Шунинг учун Шотки тўғриловчи контакти n тур ўтказувчанликли ярим ўтказгич кристалида вужудга келтирилиши маъқул, чунки электронлар ҳаракатчанлиги ковакларникидан ортиқ. Яна ярим ўтказгичда донорлар зичлиги ҳам катта бўлиши керак.

Аммо, иккинчи томондан, Шотки потенциал тўсиғи кенглиги етарлича катта бўлиши керак, бу ҳолдагина потенциал тўсик орқали заряд ташувчиларнинг туннелланиб ўтиши эҳтимоли бартараф бўлади, етарлича катта тешилиш кучланиши қийматига эришилади, контактнинг сиғими кичик бўлади. Бу талабларнинг қаноатлантирилиши учун ярим ўтказгичда киришмалар зичлиги кичик бўлиши керак. Юқорида айтилган ва ушбу бир бирига зид шартларни бажариш мақсадида икки қатламли базали Шотки диоди яратилган (II.8 расм).

Кристалнинг асосий кисми тагликда (d~0,2 мм) киришмалар зичлиги катта, солиштирма қаршилиги кичик. Юпқа ярим ўтказгичнинг юпқа монокристал қатлами шу тагликда эпитаксия усулида ўстирилади, унда донорлар зичлиги кам.

Шотки диодлари юқори такрорийликли кучли токларни тўғрилашда p-n ўтишли диодлар олдида анча устунликларга эга (кичикроқ тўғри кучланиш, тўғри токнинг каттароқ рухсатланган зичлиги, Шотки контактининг каттарок иссиқлик ўтказувчанлиги бу сабаблардан Шотки диодларининг анча катта токлар билан ишлай олиши ва х.к.). Шотки диодларининг ВАХи тўғри тармоғи идеал ҳолга яқин кўринишда. Бу диодлардан тезкор логарифмик элементлар сифатида фойдаланиш мумкин.

Шотки диодларини импулсли режимда қўллаш мумкин. Галлий арсениди асосида тайёрланган импулс диодлари пико ва

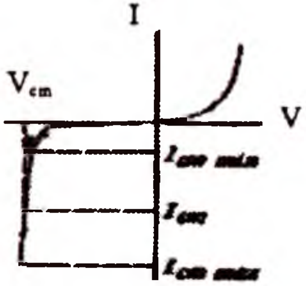
наносекунд диапазондаги импулсли схемаларда фойдаланишга мўлжалланган.

IV.7. Стабилитронлар. Стабисторлар

Ярим ўтказгичли стабилитрон кучланишни барқарорлаштирувчи (стабиллаштирувчи) ярим ўтказгич диод бўлиб, тескари кучланишда электрик тешилиш содир бўлган соҳада мазкур диоддаги кучланиш токка суст боғланган бўлади.

Стабилитронларда ё кўчкисимон, ёки туннел тешилиш содир бўлиши керак, чунки шу ҳолларда кучланишни стабиллаш учун зарур бўлган ВАХ олинади. Стабилитроннинг асосий материали – кремний.

Стабилитронларнинг асосий параметри стабилланиш кучланиши $V_{ст}$. Стабилланиш кучланиши тешилиш кучланиши p n ўтиш қалинлигига ёки диод базаси солиштирма қаршилигига боғлиқ. Турли стабилитронлар 3 дан 400 В гача оралиқда турли стабилланиш кучланишларига эгадир.



IV.11-расм. Стабилитрон ВАХ и

Стабилитроннинг муҳим параметри стабилланиш кучланишининг температура коэффициенти $\alpha_{ст}$ бўлади:

$$\alpha_{cm} = \frac{1}{V_{cm}} \frac{dV_{cm}}{dT}\bigg|_{I_{cm}=const}$$

Бу параметрларнинг қийматлари турли стабилитронлар учун турли бўлиб, юқори волтли стабилитронлар учун мусбат, паст волтлилари учун манфий бўлиши мумкин. $\overline{\alpha}_{ст}$ ишораси ўзгариши $V_{cm} \approx 6B$ га мос келади.

Паст волтли стабилитронлар кучли легирланган кремний асосида тайёрланади. Уларда $V_{cm} < 6B$ туннел тешилиш юз беради. бу ҳолда температура ошганда тешилиш кучланиши камайиб боради ($\overline{\alpha}_{cm} < 0$).

Юқори волтли стабилитронларда р-n ўтиш кенглиги катта бўлиши керак. Шунинг учун уларни кучсиз легирланган кремний асосида тайёрланади. Уларда кўчкисимон тешилиш содир бўлади, температура ошган сайин тешилиш кучланиши ортa боради ($\overline{\alpha}_{cm} > 0$). $\overline{\alpha}_{cm}$ ни камайтириш чоралари ҳам кўрилади.

Стабилитроннинг $r_{cm} = \Delta V_{cm} / \Delta I_{cm}$ дифференциал қаршилиги стабилитроннинг сифатини аниқлайди.

Стабилитрон кучланишни стабиллаш (муқимлаш) вазифасини бажара оладиган токлар оролиғини қуйидагича аниқланади. Стабиллаш энг кичик рухсатланган токи $I_{ст.мин}$ шундай аниқланадики, кичик токлар ҳолида дифференциал қаршилиг $V_{тос}$ катта, кўчкисимон тешилишли асбобларда дастлаб зарбий ионланишнинг беқарор бўлганлиги туфайли шовқунлар вужудга келади. Ток ортиши билан зарбий ионланиш барқарорланади ва шовқунлар йўқолади. Энг катта рухсатланган стабиллаш токи $I_{ст.ма}$ мазкур асбоб учун рухсатл $E_{утк}$ сочилиш қуввати ва асбобнинг ишончлилигини таъминлаш зарурати билан аниқланади, яъни у р-n ўтиш юзи ва асбобнинг тузилишига боғлиқдир.

Ярим ўтказгич <u>стабисторлар</u> деб аталган асбоблар ҳам мавжуд. Стабистор ярим ўтказгич диод бўлиб, ундаги кучланиш берилган диапазондаги тўғри токка кучсиз боғлиқ, бу соҳада у кучланишни стабиллайди (муқимлайди).

Стабисторларда диоддаги тўғри кучланиш аниқлайдиган стабилланиш кучланиши 0,7 В чамасида. Икки ёки уч стабисторни кетма-кет улаш стабилланиш кучланишини икки ёки уч марта оширади.

Стабисторлар стабилланиш кучланишининг манфий температуравий $\alpha_{ст}$ коэффициентга эга. Бу – р-n ўтиш потенциал тўсиғи пасайишини ва заряд ташувчиларнинг энергиялари бўйича қайта тақсимланишини билан боғлик.

Стабисторлардан $\alpha_{ст}>0$ ли стабилитронларни температуравий мувозанатлаш учун фойдаланилади.

Стабисторлар кремний диодлари асосида тайёрланади, уларда р-n ўтишлар паст Ом ли кремнийдан шаклланган, бу стабисторнинг дифференциал қаршилиги кичик бўлиши учун керак.

IV.8. Кўчкили – учма диодлар

Бундай диод – p-n ўтишга (Шотки контактига) тескари кучланиш берилганда заряд ташувчиларнинг кўчкисимон кўпайиши шароитида ишлайдиган ярим ўтказгич диоддир. У ўта юқори такрорийликли электромагнитик тебранишлар пайдо қилишга мўлжалланган.

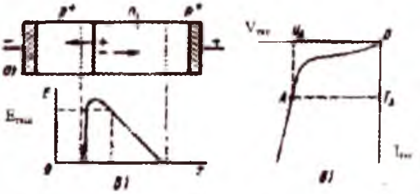
Мисол сифатида p^+-n-n^+ тузилмада ўзгармас ва ўзгарувчан ташкилловчилари бор тескари кучланиш қўйилганда унда юз берадиган жараёнларни қарайлик.

Йиғинди кучланиш тешилиш кучланишидан ошганда зарбий ионлаш – кўчкисимон тешилиш бошланади (III.7 га қ).

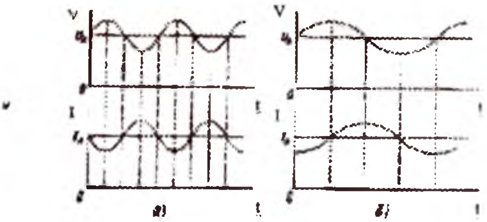
p^+-n ўтишнинг металлургия чегараси яқинидаги тор кисмида пайдо қилинаёттан электрон-ковак жуфтларини p^+-n ўтиш электрик майдони ажратади (IV.12- расм).

Заряд ташувчиларнинг p-n ўтиш оркали ўтиши вақтида диоддаги кучланиш камайиб улгуриши мумкин. Ташувчи ларнинг учиб ўтиш вақти чекли бўлганлиги ва кўчки шаклла нишн жараёни инерционлиги туфайли ток билан юқори такрорийликли кучланиш ора сида фаза фарқи ҳосил бўлади.

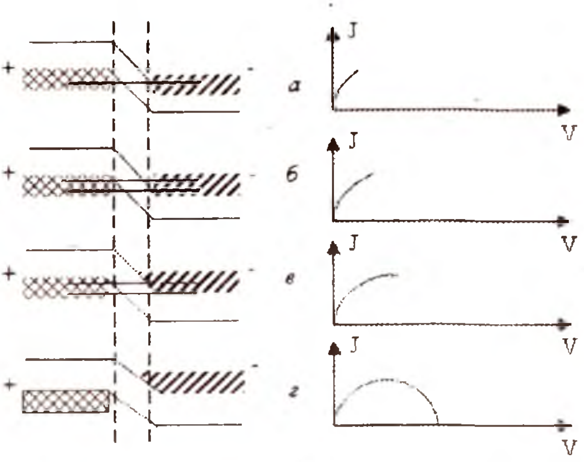
Фараз қилайлик, учиш вақти билан зарбий ионлаш инерционлиги вақти бирга ўзгарувчан кучланишнинг бирор такрорийлиги тебранишлари даврининг ярмисига тенг бўлсин (IV.13,а-расм).



IV.12-расм. а) кўчкили учма диод тузилиши; б) электрик майдон тақсимоти; в) ишчи нуқта вазияти



IV.13 расм. Кўчкили – учма диодда кучланишлар ва токлар орасидаги боғланиш: а-фазалар фарқи 180°, б-фазалар фарқи 90°



IV.14-расм. Туннел p-n- ўтишнинг энергетик диаграммаси: а-V=0; б,в ҳар хил катталикдаги тўғри кучланиш

Бу ҳолда диод орқали ўзгарувчан ток уни пайдо қилган ўзгарувчан кучланишдан ярим даврга кеч қолади. Кучланиш ортганда ток камаяди, кучланиш камайганда ток ортади. Ўзгарувчан кучланишнинг мазкур такрорийлигида бутун тебраниш даврида дифференциал қаршилик манфий бўлади.

Ўзгарувчан кучланиш такрорийлиги камайиб, ток ва кучланиш орасидаги фаза фарқи чорак даврга тенг бўлса, дифференциал қаршилик фақат ярим даврда мусбат бўлади.

Демак, кўчкили учма диодлар ўта юқори такрорийликли (ЎЮТ) тебранишлар учунгина манфий дифференциал қаршиликка (МДК га) эга.

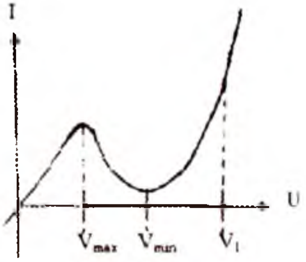
Манфий дифференциал қаршиликка эга бўлган ҳар қандай асбоб электромагнитик қаршиликларни пайдо қилиш ва кучайтириш учун қўлланиши мумкин. Кўчкили учма диодлардан катта қувватли ЎЮТ табранишларни пайдо қилиш учун фойдаланилади.

IV.9. Туннел диодлар

Туннел диод p-n ўтишга эга, p ва n соҳалари кучли легирланган, айниган бўлади.

Диодга ташқи кучланиш берилмаганда (V=0) электронлар n-соҳадан p соҳага ва p соҳадан n соҳага туннелланади, аммо

карама карши электронлар оқимлари тенг, диоддан ток ўтмайди (IV.14 а расм), Ферми сатҳи ҳамма жойда бир хил.



IV.15 расм. Туннел диодининг ВАХи

p-n ўтишга тўғри йўналишда V кучланиш берилганда p соҳадаги деярли бўш энергетик сатҳлар оралиғи($E_V - E_{F_p}$ энергия оралиғи) n соҳадаги деярли электронлар билан банд бўлган сатҳлар оралиғи ($E_{F_n} - E_c$ энергия оралиғи) қисман рўбарў келиб қолади. Бу ҳолда p-n орқали ўнгдан чапга туннелланиб ўтаётган электронлар миқдори оша боради, чапдан ўнгга ўтаётганлари миқдори камайиб боради, оқибатда диоддан натижавий туннел ток I ўта бошлайди. Ташқи кучланиш орттириб борилса, ($E_V - E_{F_p}$) ва ($E_{F_n} - E_c$) энергетик оралиқлар кўпроқ рўбарўлашади, туннел ток ортади. Мазкур оралиқлар тўла мос келганда туннел ток энг катта қийматга эришади (IV.14,б расм), n соҳадаги $E_{F_n} - E_c$ ва p соҳадаги $E_V - E_{F_p}$ оралиқлар кучланиш яна орта борганда тик бўйича бир биридан узоқлаша боради, туннел ток камая боради (IV.14,в расм)ва

$$eV_{мин} = \left(E_{F_n} - E_c\right) + \left(E_V - E_{F_p}\right) \qquad (IV.80)$$

бўлганда туннелланиш тўхтайди, туннел ток нол бўлади (IV.14,г расм).

Аммо, $V \geq V_{мин}$ бўлганда ҳам тўла ток нолга тенг эмас, чунки туннел токдан бошқа яна p-n ўтишдан инжекцион ток ўтади. Демак, $I = I_т + I_{инж}$. Туннел диод ВАХи бошланғич қисмида ($0 \leq V < V_{min}$) токнинг туннел ташкил этувчиси инжекцион ташкил этувчидан катта, $V > V_{min}$ дан бошлаб ток инжекцион ташкил

отувчидан иборат бўлиб қолади. Шундай қилиб, туннел диодни ВАХи IV.15 расмдаги кўринишда бўлади. Ундан кўринишича туннел диоднинг статик ВАХи тўғри тармоғида манфий дифференциал ўтказувчанлик (МДЎ) қисми кузатилади. Демак, туннел диоддан ўзгарувчан токни кучайтириш ва генерациялаш учун фойдаланиш мумкин.

$V<V_{min}$ соҳада туннел токка нисбатан инжекция токини назарга олмаслик мумкин. p-n ўтишдан туннелланиш вақти $10^{-13}-10^{-14}c$ чамасида кичик, шунинг учун туннел диодлар юқори тезкорликка эга. ЎЮТ соҳасида қўлланиши мумкин.

Ҳозирги замон туннел диодларидан миллиметрли тўлқинлар (ν > 30 ГГц) соҳасида фойдаланиш мумкин.

Улар ишлай оладиган максимал критик такрорийлик

$$\nu_{кр.макс}=\left(4\pi C_{p-n}R_s\right)-1 \qquad (IV.81)$$

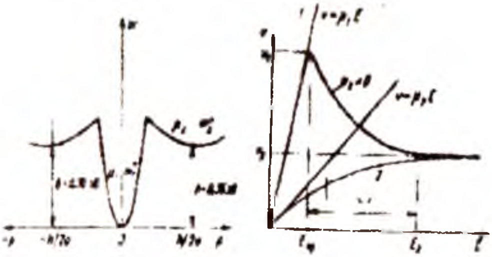
Туннел диодни батафсил тавсифлаш учун $I_{макс}$, $I_{мин}$, $V_{макс}$, $V_{мин}$, C_{p-n}, L ва R (p-n ўтишнинг манфий дифференциал қаршилиги) катталикларни билиш зарур, уларнинг қиймати ярим ўтказгич материалига, n ва p соҳалар легирланишига, диодлар тузилиш хусусиятига боғлиқ. Туннел диодлар турли ярим ўтказгичлардан (Ge, Si, GaAs, GaP, InAs, GaSb, $Ga_{0,7}Al_{0,3}As$ ва ҳ.к.) тайёрланиши мумкин.

IV.10. Ганн диоди (Ганн генератори)

Ярим ўтказгичларнинг энергия зоналари мураккаб тузилишга эга бўлиши мумкин. Масалан, GaAs кристалининг ўтказувчанлик зонасида иккита минимум бўлиб, улар орасидаги энергетик оралиқ ΔE=0,35 эВ ни ташкил қилади (IV.16 расм). Пастки минимумда электронлар ҳаракатчанлиги μ_1 юқориги электронлар μ_2 ҳаракатчанлигидан анча катта (пастки минимумда электронлар эффектив массаси юқоридагидан кичик, уларни «енгил» электронлар ҳам дейилади, юқоридаги минимумдаги электронларни «оғир» электронлар дейилади).

Пастки минимумдаги электронлар зичлигини n_1, ҳаракатчанлигини μ_1, юқориги минимумдагиларни n_2, μ_2 деб белгиласак, умумий ҳолда, кристалдан ўтаётган ток зичлиги

$$j=e\left(n_1\mu_1+n_2\mu_2\right)E=en_0\upsilon_0 \qquad (IV.82)$$



IV.16 расм. GaAs нинг ўтказувчанлик зонаси

кўринишда ёзиб олинади. $n_0=n_1+n_2=const$ ўтказувчанлик электронлари тўла зичлиги, υ_0 уларнинг ўртача дрейф тезлиги.

Унча катта бўлмаган кучланишлар берилганда, яъни кристаллда унча катта бўлмаган электрик майдон ҳосил бўлганда деярли барча электронлар пастки минимумда ($n_1 = n_0$, $n_2=0$) бўлиб, улар токни ўтказади:

$$j = en_0\mu_1 E = en_0 V_0 . \qquad (IV.82)$$

Аммо, кучланиш каттайиб, кристаллдаги электрик майдон кучланганлиги ўзининг қандайдир $E_{бў}$ қийматидан ортганда ($E > E_{бў}$) унда электронларнинг бир қисми етарли энергия жамғариб пастки минимумдан юқориги минимумга ўтади, улар μ_2 ҳаракатчанлик билан токда қатнаша олиши мумкин.

Тўғриламайдиган контактлар (катод) яқинида ҳар хил нуқсонлар мавжудлиги туфайли электрик майдон кучланганлиги E ўзининг бўсағавий $E_{бў}$ қийматидан ошиб кетади, бинобарин, бу жойларда пастки минимумдан юқориги минимумга электронлар ўтади, бу «оғир» электронлар анодга (+ электродга) томон нисбатан секин ҳаракатланиб манфий ( ) заряд ҳосил қилади, чунки кучли майдондан ташқаридаги «енгил» электронлар анодга томон тезроқ ҳаракатланади, оқибатда бу томонда электронлар етишмаслиги содир бўлади, шу қандайдир мусбат заряд ҳосил бўлиши демакдир (IV.18 расм).

Шундай қилиб, икки қатламдан – катод томондан ортиқча "оғир" электронлар қатлами (манфий заряд) ва анод томондан етишмаган "енгил" электронлар ўрнидаги мусбат заряд қатламидан иборат домен вужудга келади. Домен ўзининг электрик майдони $E_{дом}$ га эга бўлиб, у ташқи кучланиш ҳосил қилган томонга йўналган.

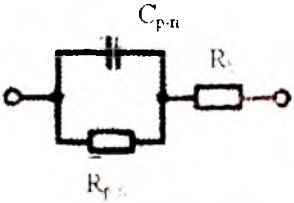
а б

IV.20 расм. а компенсирланмаган киришмалар тақсимоти; б варикап тузилиши

2. Сиғим бўйича устма-уст тушиш коэффициенти K_C тескари кучланишнинг икки тайинли қийматидаги сиғимлар нисбати. У бир неча бирлик тартибида.

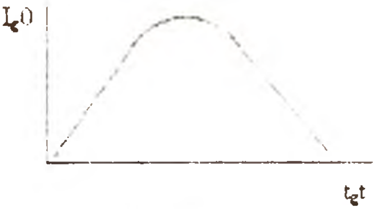
3.Варикапнинг аслиги Q_B ўзгарувчан сигнал (кучланиш) нинг тайинли такрорийлигида, варикапнинг реактив қаршилигининг тескари кучланишнинг тайинли қиймати йўқотишлар қаршилигига нисбати. Аслик диэлектрик йўқотишлар бурчаги тангенсига тескари катталик. Унинг қиймати бир неча ўнлардан то бир неча юзгача.

Потенциал тўсиқ сиғимининг ўзгариши p-n ўтишга ёндашган соҳалардаги заряд ташувчилар силжиши билан боғлиқ. Бу жараённинг вақтий доимийси (Максвелл релаксацияси вақти) $\tau = \varepsilon\varepsilon_0\rho$ бўлади. $\rho = 10^{-1}$ Ом·см, $\varepsilon=16$ деб олинса, $\tau=1,4\cdot10^{-13}$ с.



IV.21 расм. Варикапнинг эквивалент схемаси

Демак, p-n ўтиш сиғими фақат юқори такрорийликларда сезилади. Аммо, варикапда базанинг ҳажмий қаршилиги $R_Б$ ва p-n ўтишнинг актив R_{p-n} қаршилиги ҳам бор, улар асликни камайтириши мумкин.



IV.22 расм. Варикап асллигининг сигнал такрорийлигига боғланиши

Паст такрорийликларда $R_б$ ни назарга олмаслик мумкин. У ҳолда

$$tg\delta = \frac{1}{\omega R_{p-n} C_{p-n}} \qquad (IV.86)$$

асллик

$$Q_{ПТ} = \omega R_{p-n} C_{p-n} = 2\pi \nu R_{p-n} C_{p-n} . \qquad (IV.87)$$

Демак, паст такрорийликларда

$$Q_{ПТ} \sim \nu .$$

Бу ҳолда асллик $Q_{ПТ}$ катта бўлиши учун $R_{p-n}C_{p-n}$ кўпайтма катта бўлиши керак. Шу сабабдан, паст такрорийликда ишлайдиган варикаплар тақиқланган зонаси кенглиги катта бўлган ярим ўтказгичлардан тайёрланади (кремний, галлий арсениди ва б).

Юқори такрорийликларда p-n ўтиш актив қаршилиги R_{p-n} ни эътиборга олмаслик мумкин, у ҳолда варикап эквивалент схемаси кетма-кет уланган p-n ўтиш сиғими ва база қаршилигидан иборат бўлади. Энди

$$tg\delta = \omega R_б C_{p-n} , \qquad (IV.88)$$

асллик

$$Q_{ЮТ} = \frac{1}{\omega R_б C_{p-n}} = \frac{1}{2\pi \nu R_б C_{p-n}} . \qquad (IV.89)$$

Демак, юқори такрорийликларда такрорийлик ўсган сари варикапнинг асллиги камайиб боради.

Варикаплар асосан юқори ва ўта юқори такрорийликларда қўлланилади. Унинг $Q_{кт}$ асллигини ошириш учун базанинг дифференциал қаршилиги $R_б$ кичик қийматли бўлиши керак, бу мақсадда заряд ташувчилар катта харакатчанликли ярим ўтказгичлар (GaAs,Ge ва х.к) ишлатилади.

IV бобга хотима

Хозирги замонда ярим ўтказгичли диодларнинг жуда кўп хиллари мавжуд, улар фан ва техниканинг, жамият хаётининг турли сохаларида кенг қўлланилмоқда. Ўқув қўлланмасида уларнинг барчасини бирма бир тавсифлаш имкони йўқ, тўғрисини айтганда бунга хожат хам йўқ. Ярим ўтказгичли асбоблар физикаси билан танишаётган талабаларга ярим ўтказгичли диодлар ишлашининг асосий қонуниятлари ва уларнинг энг кўп қўлланиладиган хиллари билан танишиш кифоя бўлар деб ўйлаймиз. Шу мулохазаларга биноан, ушбу фан сохасининг бир неча махсус бўлимларини баён қилмадик. Бу вaристорлар, аморф ярим ўтказгичли асбоблар, термоэлектрик қурилмалар, галваномагнитик асбоблар ва бошқа баъзи бўлимлардир.

p-n ўтишлар ва ярим ўтказгичли асбоблар физикасини баён қилишда одатда бир неча тақриблар қўлланилади.

Уларнинг биринчиси — p-n ўтиш чегараларидаги заряд ташувчилар зичликлари орасидаги муносабатнинг Болцман тақсимоти [(III.18) ва (III.19) ифодалар] орқали ифодаланишидир. Бу ифодалар термодинамик мувозанат шароитида адолатлидир. Аммо, уларни кучланиш қўйилган (ток ўтаётган) номувозанатий шароитда қўллаш [(III.20) ва (III.21) ифодалар] тақрибийдир. У токни эътиборга олмайди. Муайян токлар сохасида бу ифодалар етарли аниқликда бажарилади. Аммо, етарлича катта токлар сохасида p-n ўтиш чегараларидаги заряд ташувчилар зичликлари муносабатини (чегаравий шартни) аниқлашда p-n ўтишдан (диоддан) ўтаётган ток хисобга олиниши зарур.

Иккинчи мухим тақриб — диод базасида квазинейтраллик бажарилади деб хисоблашдир. Масалан, диоднинг n базасида электрик майдон ўзгаришини (чизиқий холда)

$$\frac{dE}{dx} = \frac{e}{\varepsilon\varepsilon_0}\left(p + N_d - n\right) \qquad (IV.90)$$

тенглама ифодалайди. Диоднинг ВАХини хисоблашда кўп холларда базадаги хажмий заряд эътиборга олинмайди:

$$\rho = e(p + N_d - n) = 0 \qquad (IV.91)$$

Буни базанинг квазинейтраллик шарти дейилади ва у тегишли масалаларни ечишни осонлаштиради.

Учинчи тақриб кичик сигнал тақриби бўлиб, у диодга бериладиган ўзгарувчан кучланиш амплитудаси $V_1 << kT/e$ кичик бўлишлигини фараз қилади. Бу тақрибда диоднинг динамик характеристикасини тавсифловчи тенгламалар V_1 га нисбатан чизиқий тенгламаларга айланади, уларни ечиш унча қийин бўлмайди. Аммо амалда ўзгарувчан кучланиш амплитудаси катта, яъни $V_1 >> kT/e$ бўлишлиги ҳам мумкин. Бу ҳолда диоднинг динамик характеристикаси мураккаб ифодага эга, биз тегишли жойда ўзгарувчан ток бир қанча ташкилловчилардан иборат бўлишлигини кўрсатдик.

Кўп масалаларни баён қилишда заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги μ нинг температура, электрик майдон ва бошқа омилларга боғлиқлиги ҳисобга олинмади, бу тақриб тор температура оралиқларида, электрик майдон унча кучли бўлмаганида қаноатланурли натижа беради.

Диодларни электрик занжирга уловчи контактларнинг омик (тўғриламайдиган) бўлишлиги масаласи муҳимлиги шубҳасиз. Гарчи биз шундай контактлар олиш назарияси ва баъзи амалий ишларни қисқача баён қилган бўлсакда, бу масала ярим ўтказгичли асбоблар технологияси қўлланмаларида батафсил баён қилинган [5].

Умумий назарий физик мулоҳазалар мукаммал тузилмалар ҳақидаги фаразларга таянганлиги ва улар асосидаги натижалар тажрибалардан олинган маълумотлардан фарқ қилиши мумкинлигини таъкидлаймиз.

Такрорлаш учун саволлар

1. Ярим ўтказгичли диод қандай тузилган бўлади?
2. Ярим ўтказгичли диоднинг статик волт-ампер характеристикасини тавсифланг: а) кичик кучланишлар (токлар) соҳасида; б) катта кучланишлар (токлар) соҳасида унинг кўриниши қандай?
3. Ярим ўтказгичли диоднинг кичик ўзгарувчан кучланиш (кичик сигнал) берилгандаги динамик волт-ампер характеристикаси қандай ҳисобланади?
4. Заряд ташувчилар ўзгарувчан зичлиги нималарга боғлиқ?

5. Динамик ВАХ қандай топилади? Унинг қисмлари?
6. Диоднинг диффузион сиғими қандай тушунтирилади?
7. Диодга катта ўзгарувчан кучланиш (катта сигнал) берилганда кичик сигнал ҳолидагидан қандай фарқ қиладиган ҳодисалар юз беради?
8. Диоднинг Q аслиги нимани тавсифлайди?
9. Ярим ўтказгичли диодларда юз бериши мумкин ўтма жараёнларнинг қандайлари бўлади?
10. Ўтма жараёнларни ўрганиш нима учун керак?
11. Ўтма жараёнларни ҳисоблашда қандай математик усул қўлланади?
12. Ўтма жараён вақти?
13. Тўғрилагич диодлар ва уларнинг тўғрилаш коэффициентига қўйиладиган асосий талаб нимадан иборат?
14. Импулсда ишловчи диодларнинг иш соҳаси қандай?
15. Тўғриловчи Шотки диодлари ва уларнинг қўлланиш соҳасини тавсифланг.
16. Қандай диодни стабилитрон дейилади? У қанақа талабларни қаноатлантириши керак?
17. Кўчкисимон жараён асосида тайёрланадиган диодларнинг тузилиши ва вазифаси қандай?
18. Туннел диодлар қандай тузилган, уларнинг ВАХи қандай кўринишга эга, қайси соҳада қўлланилади?
19. Ганн диоди қандай ҳодисага асосланган ва унинг хизмати қанақа?
20. Қандай диодларни варикаплар дейилади? Тузилиши ва қўлланиш соҳасини тавсифланг
21. Ярим ўтказгичли диодлар назариясида қўлланилган тақрибларнинг қўлланиш чегаралари қандай?
22. Ярим ўтказгичли диодларнинг шу бобда баён қилинганидан бошқа хилларини биласизми?

V БОБ

ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛИ ФОТОЭЛЕКТРИК ВА ОПТОЭЛЕКТРОН АСБОБЛАР

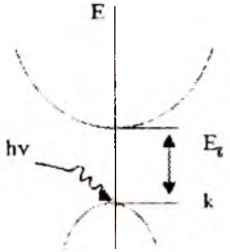
Электромагнитик нурланишни чиқарадиган ёки уни бошқа энергия турига айлантирадиган, оптик спектрнинг кўринадиган, инфрақизил ва ультрабинафша соҳаларида нурга сезгир бўлган ёки мазкур нурланишдан элементларининг ички ўзаро таъсири учун фойдаланадиган яримўтказгичли асбобларни фотоэлектрик ёки оптоэлектрон яримўтказгичли асбоблар дейилади. Фотоэлектрик асбобларда ёруғлик нури электрик энергияга айлантирилса, оптоэлектрон асбобларда унга қўшимча равишда ёки мустақил электрик энергия оптик нурланишга айлантирилади. Бундай асбоблар ишлайдиган тўлқин узунликлар оралиги 1 мм дан 1 нм гача бўлади. Яримўтказгичли оптоэлектрон асбобларни бир неча катта гуруҳларга ажратиш мумкин: яримўтказгич нурлантиргичлар, нурланиш қабуллагичлари, оптожуфтлар, оптоэлектрон интеграл микросхемалар, ва ҳ.к..

Кўп яримўтказгичли нурлантиргичлар фақат нокогерент электромагнитик тебранишларни нурлантиради (ёруғлик чиқарувчи диодлар, яримўтказгичли индикаторлар, шкалалар ва экранлар). Яримўтказгич лазерлар когерент ёруғлик нурлантиради, улар тайинли бўлган амплитудали, такрорийликли, фазали, йўналишли ва қутбланишли электромагнитик тўлқинларни нурлантира олади.

Яримўтказгичли нурланиш қабуллагичи оптик спектрнинг кенг оралигида электромагнитик нурланиш энергиясини электрик энергияга бевосита айлантирадиган асбобдир. Бундай асбоблар қаторига фоторезисторлар, фотодиодлар, фотоэлементлар, фототранзисторлар, фототиристорлар, зарядий алоқали асбоблар, радиацион нурланиш қабуллагичлари ва бошқалар киради.

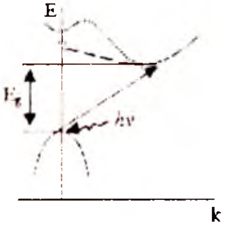
Мазкур қўлланманинг 1 боби 8 параграфида яримўтказгич модда сиртига тушаётган (кенг маънодаги) ёруғликнинг бир қисми қайтиши, бир қисми ўтиб кетиши ва, ниҳоят, бир қисми модда ҳажмида ютилиши мумкинлиги ҳақида айтилган эди. Шу жойда ёруғликнинг бир неча муҳим ютилиш ҳоллари тавсифланиб, Бугер Ламберт ютилиш қонуни ифодаси келтирилган эди. Унда айтилганига қўшимча қилиб шуни айтиш зарурки, ёруғликнинг зоналараро хусусий ютилишида икки ҳол бўлиши мумкин. Агар валент ва ўтказувчанлик зоналари экстремумлари (максимум ва минимуми)

тўлқин вектор k нинг бир қийматига тўғри келса, у ҳолда валент зонадаги электрон $\hbar\omega > E_g$ энергияли фотонни ютгач вертикал равишда ўтказувчанлик зонасига ўтади. Бундай ўтишларни <u>тўғри ўтишлар</u> дейилади (V.1 расм).



V.1 расм. Тўғри ўтишлар тасвири

Агар валент зона максимуми ($к_v$) ўтказувчанлик зонаси мутлақ минимуми ($к_c$) га мос тушмаса, у ҳолда бу зоналараро ўтишда электроннинг квазиимпулси сақланиши қонуни бунда фононнинг қатнашишини талаб қилади (V.2 расм).



V.2 расм. Нотўғри ўтишлар тасвири

Шуни айтиш керакки, ютилган фотоннинг импулси фононнинг импулсидан назарга олмаслик қиёсида кичикдир. V.2 расмда тасвирланган нотўғри ўтишда валент электрон икки йўл билан ўтказувчанлик зонасининг мутлақ минимумига ўтганида у квазиимпулси $\bar{q} = \bar{k}_C - \bar{k}_V$ га тенг фононни ютади.

I бобда яна заряд ташувчилар генерацияси ва рекомбинацияси, унинг механизмлари ҳақида ҳам энг керакли маълумот берилган.

Энди нурланишнинг ярим ўтказгич қабуллагичлари тавсифига ўтамиз.

V.1. Яримўтказгичлар фотоўтказувчанлиги. Фоторезисторлар

<u>Фоторезистор</u> - бу ярим ўтказгич қаршилигининг ёруғлик таъсирида ўзгариши эффектига асосланган яримўтказгичли асбобдир.

Фоторезисторга фотонлар (ёруғлик) оқими тушганда унинг бир қисми яримўтказгичнинг фотосезгир қатламида ютилиб, қўшимча заряд ташувчилар вужудга келади. Агар фоторезисторга кучланиш берилган бўлса, ундан шу қўшимча заряд ташувчилар ҳосил қиладиган қўшимча ток фототок ўтади. Агар фотонлар (ёруғлик) ҳосил қилган қўшимча заряд ташувчилар зичлигини Δn ва Δp орқали белгиласак, умумий зичликлар

$$n=n_o+\Delta n, \qquad p=p_o+\Delta p, \qquad (V.1)$$

фоторезисторнинг тўла ўтказувчанлиги

$$\sigma=\sigma_0+\Delta\sigma=e\mu_n(n_0+\Delta n)+e\mu_p(p_0+\Delta p) \qquad (V.2)$$

бўлиб,

$$\Delta\sigma=\sigma_ф=e(\mu_n\Delta n+\mu_p p) \qquad (V.3)$$

қўшимча ҳадни <u>фотоўтказувчанлик</u> дейилади.

Ёруғлик ютилиши оқибатида қўшимча заряд ташувчилар пайдо бўлишини миқдоран баҳолаш учун генерация тезлиги тушунчаси киритилган:

$$G_n=\eta_n q_1, \qquad G_p=\eta_p q_1, \qquad (I.81)$$

бундаги η_n ва η_p кўпайтувчилар квант чиқишлар дейилиб, улар ютилган 1 фотон ҳосил қилган эркин электрон ва коваклар сонини билдиради, q_1 - бирлик ҳажмда 1 с да ютилган фотонлар сони. Бинобарин, G_n ва G_p, мос равишда, бирлик ҳажмда 1 с да пайдо қилинаётган қўшимча электронлар ва коваклар (фотоэлектронлар ва фотоковаклар) сонини ифодалайди.

I бобнинг 8 параграфида кўрсатилганидек, генерация жараёнига қарама-қарши йўналган жараён - рекомбинация жараёни ҳам мавжуд бўлади. Маълумки, рекомбинация ўтказувчанлик зонасидаги электроннинг валент зонадаги ковак билан яна қўшилишидир, яъни ўтказувчанлик электронининг (эркин электроннинг) валент зонадаги бўш ўрнига ўтиб олишидир. Бу ўтиш оқибатида битта ўтказувчанлик электрони ва битта ковак йўқ бўлади.

Қўшимча заряд ташувчиларнинг пайдо қилиниши (генерация) ва йўқ бўлиши (рекомбинация) жараёнларида электрон ўтишлари I.8 I.9 расмларда тасвирланган.

Бирлик ҳажмда 1 с да рекомбинацияланаётган электронлар ва коваклар сони рекомбинация тезлигини (суръатини) ифодалайди:

$$R_n = \frac{n-n_0}{\tau_n} = \frac{\Delta n}{\tau_n}, \qquad R_p = \frac{p-p_0}{\tau_p} = \frac{\Delta p}{\tau_p}$$

(I.82)

Стационар ҳолатда генерация ва рекомбинация тезликлари бир бирига тенг бўлиб қолади:

$$G_n = R_n, \qquad G_p = R_p.$$

(I.83)

Бу ҳолатда

$$\Delta n_{cm} = \eta_n \alpha I \tau_n, \qquad \Delta p_{cm} = \eta_p \alpha I \tau_p.$$

(V.4)

бундаги $\alpha I = q_I$, α ютиш(ютилиш) коэффициенти, I- фотонлар ҳисобида мазкур жойда ёруғлик оқими (интенсивлиги).

Демак,

$$\sigma_\phi^{cm} = e(\eta_n \tau_n \mu_n + \eta_p \tau_p \mu_p)\alpha I \qquad (V.5)$$

ва S кесимли фоторезистордан ўтаётган стационар фототок

$$J_\phi^{cm} = \sigma_\phi^{cm} E \cdot S$$

(V.6)

Ташқи занжирдан ўтаётган электронлар сонининг фотосезгир қатламда ҳосил бўлаеттан электронлар сонига нисбатини фоторезисторнинг кучайтириш K_ϕ коэффициенти дейилади:

$$K_\phi = \frac{\tau_n \mu_n E}{l} = \frac{\tau_n}{t_{уч}},$$

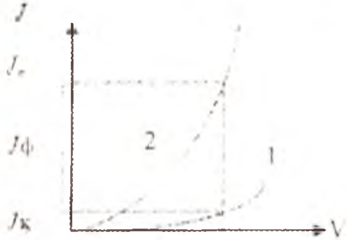
(V.7)

бунда E майдон кучланганлиги, l фоторезистор узунлиги, $t_{уч} = l/\mu_n E = l/\upsilon_d$ фоторезистордан электроннинг учиб ўтиш вақти.

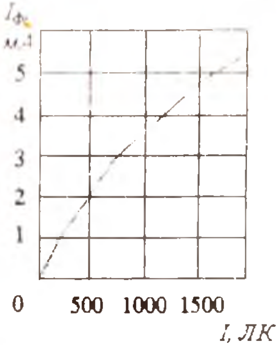
Агар фотосезгир қатламда ноасосий заряд ташувчиларни ушлаб қоладиган киришмавий тузоқлар бўлса, асосий заряд ташувчиларнинг эффектив яшаш вақти бир неча тартиб чамасида ортиб кетиб $t_{уч}$ дан анча катта бўлиб олиши мумкин. Бу ҳолда кучайтириш коэффициенти 1 дан анча катта бўлади, яъни 1 фотоннинг ютилиши фоторезистордан кўп электрон ўтишига сабаб бўлади.

Агар фоторезистор поликристал ярим ўтказгич асосида тайёрланган бўлса, ярим ўтказгичнинг сиртидаги потенциал тўсиклар ҳам фототокни кучайтириш сабаби бўлади.

Фоторезисторнинг асосий характеристкалари ва параметрлари қуйидагилар: Фоторезисторнинг ВАХи ўзгармас ёритилганликда J_e токнинг ва ёритиш бўлмагандаги (коронғулик) J_k токнинг кучланишга боғлиқлигини тавсифлайди (V.3 расм). Ишчи кучланиш оралигида фоторезистор ВАХи амалда чизиқий бўлади, яъни $J_ф \sim V$. Аммо, пардасимон ва поликристал қатламли фоторезисторларда ВАХнинг чизиқийлиги бузилади.



V.3 расм. Фоторезистор ВАХ и: 1 ёритилмаганда, 2 ёритилганда.



4 расм. Фоторезисторнинг люкс ампер характеристикаси.

Катта кучланишлар соҳасида, фотосезгир қатлам қизиши оқибатида, ВАХ чизиқийдан юқори бўлиб қолиши мумкин.

Фоторезисторнинг люкс ампер характеристикаси $J_ф = J_e - J_к$ фототокнинг I тушаётган ёруғлик оқимига боғланишини тавсифлайди (V.4 расм). Умумий ҳолда

$$J_ф = AI^γ \quad (V.8)$$

бунда γ кўрсаткич, турли ҳолларда:

$\gamma<1,\ \gamma=1,\ \gamma>1.$

Фоторезисторнинг спектрал характеристикаси фототокнинг унга тушаётган ёруғликнинг тўлқин узунлигига боғланишидир (V.5 расм).

Вақт доимийси фоторезистор фототокининг ёритишдан кейин барқарор қийматига нисбатан e(≈2.718...) марта ўзгариши учун кетадиган вақтдир.

Қоронғулик қаршилиги фоторезисторнинг ёритилмаёттан даги қаршилиги.

Солиштирма интеграл сезгирлик фототокнинг ёруғлик оқими ва кучланишига нисбатидир:

$$K_0 = J_\phi/(I \cdot V)$$

(V.9)

V.5 расм. Фоторезисторнинг спектрал характеристикаси

V.2. Ҳажмий фотоволтаик эффектлар

Ёруғлик таъсирида яримўтказгичларда бир қатор ҳажмий эффектлар кузатилади. Улардан ҳақиқий шароитда учрайдиганларини кўриб чиқамиз.

V.2.1. Дембер эффекти

Кучли ютиладиган ёруғлик яримўтказгич сирти яқинида катта миқдордаги номувозанатли электрон ва коваклари ҳосил қилади. Бундай заряд ташувчилар ҳажмий зичлик градиенти ҳисобига ёритилган сиртдан ичкари йўналишда ҳаракатланадилар. Одатда электронлар ковакларга нисбатан катта ҳаракатчанликка эга, бунинг ҳисобига электронлар ковакларга нисбатан ёритилмаган сиртга тезрок етиб боради. Диффузион оқимларнинг бундай фарқи ёритилаёттан сиртнинг мусбат зарядланишига, ёритилмаёттан сиртнинг манфий зарядланишига олиб келади. Натижада электрик майдон вужудга келади ва бу майдон ҳаракатчанлиги юқори бўлган электронларни секинлатади ва ҳаракатчанлиги кам бўлган

ковакларни тезлатади. Ёритилган ва ёритилмаган сиртлар орасида потенциаллар фарқи ҳосил бўлади. Дембер э.ю.к. деб юритиладиган бу потенциаллар фарқи қуйидаги ифода билан аниқланади:

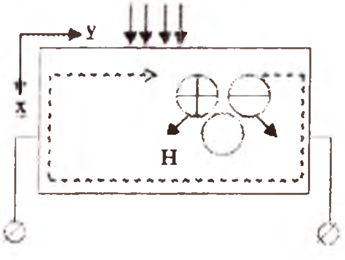
$$U = \frac{kT}{q}\,\frac{b-1}{b+1}\ln\left[1+\frac{(b+1)\Delta n}{bn+p}\right].$$

Бу ерда b электрон ва коваклар ҳаракатчанликларининг нисбатидир.

Одатда Дембер э.ю.к.нинг қиймати бир неча kT/q ни ташкил қилади. Дембер э.ю.к. ёруғликнинг интенсивлигига ва спектрал таркибига, ютилиш коэффициентига, ҳамда электронлар ва коваклар ҳаракатчанликларига, қолаверса, яримўтказгич намунанинг шаклига боғлиқ бўлади. кучли ёруғлик оқими остида Дембер э.ю.к. тўйинишга интилади. Ҳақиқий шароитда у кучли намоён бўладиган вентилли фото э.ю.к. га нисбатан сезилмай қолади.

V.2.2. Фотомагнитик эффект

Фотомагнитик ёки Кикоин-Носков эффекти магнитик майдонда жойлашган яримўтказгич намуна ёритилганда фото э.ю.к. нинг ҳосил бўлишидан иборатдир. Фотомагнитик э.ю.к. ёруғлик нури ва магнитик майдон йўналишларига тик йўналган бўлади. Бундай эффект асосида инфрақизил нурларни яримўтказгичли қабуллагичлар (масалан InSb) тайёрланган. V.6 расмга мурожаат қилайлик,



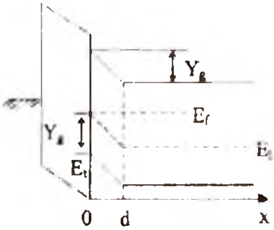
V . 6 расм. Магнитик майдонда жойлашган ва бир томонидан ёритилган ярим ўтказгичнинг схематик кўриниши

ёруғлик намунанинг x ўқига нисбатан тик (перпендикуляр) сиртига тушаётган бўлсин. Магнитик майдон қўйилмаганда ёритилган ва ёритилмаган сиртлар орасида Дембер э.ю.к. ҳосил бўлади. Заряд ташувчилар оқимига тик йўналган магнитик майдон электрон ва ковакларни қарама-қарши томонларга оғдиради. У ўқи бўйлаб йўналган электронлар ва коваклар оқимлари натижавий ток ҳосил

қилади. Бу ток зичлиги ёритилган сиртдан узоқлашган сари номувозанатли заряд ташувчиларнинг рекомбинацияланиши ҳисобига камайиб боради. Қисқа туташув шароитида намунанинг ҳар бир нуқтасидаги ток бир хил йўналган бўлади ва токнинг асосий қисми ёритилган сирт яқинида оқади. Агар занжир узилган бўлса, унинг икки учида зарядлар тўпланади ва у ўқи йўналишида электрик майдон, бинобарин, фотомагнитик э.ю.к. ҳосил бўлади. Ёритилган сирт яқинидаги Дембер токи фотомагнитик токдан кичик бўлади, ёритилмаган сирт яқинида эса, аксинча у катта бўлади. Натижада, расмда кўрсатилганидек, намуна бўйлаб айланма ток ҳосил бўлади. Одатда фотомагнитик қибуллагичларни заряд ташувчилари юқори ҳаракатчанликка ва кичик яшаш вақтига эга бўлган яримўтказгичлар асосида тайёрлаш самаралироқ бўлади.

V.3. Метал диэлектрик яримўтказгич (МДЯ) тузилмаларда фотоэлектрик ҳодисалар

МДЯ тузилмаларнинг энергетик зоналар диаграммасига мурожаат қиламиз (V.7 расм).



V . 7 расм. МДЯ тузилманинг энергетик зоналар диаграммаси

Агар метал электродга мусбат доимий потенциал берилса, яримўтказгич диэлектрик чегарасида электронлар тўпланади. Электронларнинг сирт зичлиги ортиши ҳисобига яримўтказгичнинг сирт ўтказувчанлиги ортади, энергетик зоналар чегаралари юқорига эгилади. Бундай ҳолат "бойиган" ҳолат деб аталади. Агар метал электродга кичик манфий потенциал берилса, яримўтказгич сиртида мусбат заряд тўпланади (электронларнинг сиртдан итарилиши ҳисобига). Энергетик зоналар чегаралари қуйига эгилади. Электронлардан бўшатилган қатлам ҳосил бўлади ва бу ҳолат "камбағаллашган" ҳолат деб аталади. Манфий кучланишни (потенциални) янада ошириб борилса, сиртда Ферми сатҳи E_F тақиқланган зона ўртаси E_i дан настроқ бўлган ҳолат кузатилиши

мумкин. Бу ҳолатда сиртдаги коваклар сони электронлар сонидан кўпроқ бўлади, яъни сиртнинг ўтказувчанлик тури ўзгаради (n турдан p турга). Бу ҳолат ўтказувчанлик инверсияси деб аталади.

Яримўтказгич сиртида энергетик сатҳлари тақиқланган зонада жойлашган электрон ҳолатлари мавжуд бўлади. Уларнинг пайдо бўлиши сабаблари, биринчидан кристал панжара даврийлигининг узилишлари (Тамм сатҳлари), иккинчидан атроф муҳитдаги турли атомларнинг сиртга ютилишидир.

Сиртдаги акцептор сатҳлар (E_t) Ферми сатҳидан қуйида жойлашган. Сирт қатлами камбағаллашган, яъни мусбат ҳажмий заряд пайдо бўлган. Зоналар чегараларининг эгилиши миқдори eY_s га тенг (Y_s сирт потенциали). Шундай қилиб, кўрилган тузилмада яримўтказгич сиртида ташқи кучланиш берилмаган ҳолда ҳам зоналар эгилиши мавжуд эканлигини кўрдик.

Сирт ҳолатларида жойлашган заряд ташувчилар ўтказувчанликда иштирок этмайдилар. Ташқи кучланиш ишораси ва миқдорига боғлиқ равишда сирт ўтказувчанлиги ортиши, камайиши ёки заряд ташувчилар турини алмаштириши мумкин. Бундай ҳодиса "майдон эффекти" дейилади ва ундан кўплаб фотоқабуллагичларда фойдаланилади.

Яримўтказгичда номувозанатий заряд ташувчилар пайдо бўлганда сирт потенциали Y_s ўзгаради. Агар номувозанатли заряд ташувчилар ёруғликнинг фотоактив ютилиши ҳисобига пайдо бўлса, ҳосил бўлган э.ю.к. "сиртий фото э.ю.к." деб аталади.

Яримўтказгич ёритилганда Y_s нинг ўзгаришининг икки сабабини кўрсатамиз. Биринчидан, бу ўзгариш сиртқи ҳажмий заряд қатламида номувозанатий ортиқча заряднинг мавжудлигидан юзага келади. Иккинчидан, ортиқча заряднинг мавжудлиги оқибатида номувозанатий заряд ташувчиларнинг сиртий ҳолатларда тутилиши сирт заряди миқдори Q_s нинг ўзгаришига олиб келади.

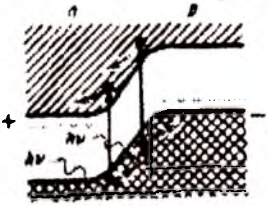
Одатда яримўтказгич ўтказувчанлигида сиртий рекомбинациянинг эффектив тезлиги s орқали ҳисобга олинади. Лёкин, бу фотоўтказувчанлик ҳосил бўлишининг барча сиртий механизмларини кўриш учун етарли эмас. Яримўтказгичнинг турғун фотоўтказувчанлигига квазинейтрал ҳажм фотоўтказувчанлигидан ташқари ҳажмий заряд соҳаси фотоўтказувчанлиги ҳам ҳисса қўшади. Сўнги фотоўтказувчанлик қўш қутбли ёки бир қутбли бўлиши мумкин. Потенциалнинг айрим қийматларида ҳажмий заряд соҳасининг қўш қутбли фотоўтказувчанлиги квазинейтрал ҳажм фотоўтказувчанлигидан устун бўлиши мумкин. Ҳажмий заряд соҳаси фотоўтказувчанлигининг бир қутбли ташкил этувчиси ҳам квазинейтрал ҳажм қўш қутбли фотоўтказувчанлигидан устун

бўлиши мумкин. Лекин унинг умумий фотоўтказувчанликдаги ҳиссаси фотокўзғатиш даражасининг ортиши билан камайиб боради.

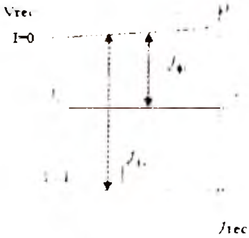
МДЯ тузилмалар асосида тайёрланган фотоқабуллагичлар ўзининг тезкорлиги (10^6 Гц), ток шовқинларига эга эмаслиги ва юқори чиқиш қаршилигига эгалиги каби бир қатор афзалликларга эга. Улар турли атмосфера шароитида (айниқса намликда) турғун ишлайди ва юқори фотосезгирликка ($<10^{-11}$ Вт/см^2) ва радиацион чидамлиликка эга.

V.1. p-n ўтишли тузилмаларда фотоэлектрик ҳодисалар. Фотодиодлар

Тескари токи ёритилишга боғлиқ бўлган диодни фотодиод дейилади. Одатда фотодиодлар сифатида тескари йўналишли кучланиш қўйилган p-n ўтишли диодлар қўлланади. p-n ўтишда ва унга ёндашган ярим ўтказгич соҳаларида ёруғлик квантлари (фотонлар) ютилганида янги заряд ташувчилар (электрон-ковак жуфтлар) ҳосил бўлади. p-n ўтишга ёндашган ва кенглиги L диффузион узунликдан кичик бўлган соҳаларда вужудга келган ноасосий заряд ташувчилар p-n ўтишга томон диффузияланади ва ундаги электрик майдон таъсирида ўзлари асосий бўлган соҳага ўтиб кетади. буни p-n ўтиш хосил бўлган жуфтларни ажратиб юборади дейишади. (V.8 расм). Шу сабабдан фотодиод орқали тескари ток ортади (V.9 расм). Бу ток орттирмасини фототок дейилади.



V.8 расм. Фотонлар хосил қилган заряд ташувчиларнинг тескари кучланишли p-n ўтишдан ўтиши



V.9 расм. Фотодиод ВАХ нинг турли ёруғлик оқимида тескари тармоғи

Тескари кучланишларнинг ишловчи оралиғида тескари токлар (фототоклар) амалда кучланишга боғлиқ бўлмайди.

Фотодиодларнинг асосий характеристикалари қуйидагилар.

Фотодиоднинг люкс ампер характеристкаси фототокнинг ёритилишга боғланиши бўлиб, фототок одатдаги ҳолларда ёритилишга пропорционал (мутаносиб), яъни $J_ф \sim I$. Бундан фотодиоднинг интеграл сезгирлигининг берилган тескари кучланишга боғлиқ бўлмаслиги келиб чиқади:

$$K = J_ф / I.$$

Фотодиодлар фоторезисторларга нисбатан кичик инерционликка эга, яъни тезкорроқ. Айрим фотодиодларда базанинг кенглиги 20 30 мкм ва база орқали заряд ташувчининг ўтиш вақти $\tau_б \approx 50$ нс.

Аммо, p-n ўтиш орқали учиб ўтиш вақти

$$\tau_{p-n} \approx \delta / \upsilon_{мак},$$

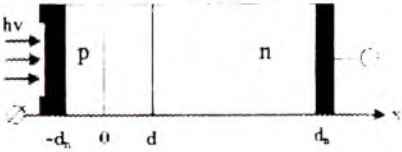
бунда δ p-n ўтиш кенглиги, $\upsilon_{мак}$ заряд ташувчиларнинг энг катта дрейф тезлиги, $\tau_{p-n} \approx 0.1$ нс чамасида.

Фотодиоднинг вақтий доимийси $\tau_{p-n} = rC_{p-n}$ сиғим орқали кучланишга ва фотодиод базаси r қаршилигига боғлиқ, у нс тартибида.

Фотодиодлар спектрал характеристикасини катта тўлқин узунликлар томондан яримўтказгичнинг тақиқланган зонаси кенглиги, кичик тўлқин узунликлар томонидан катта ютилиш коэффициенти ва сиртий рекомбинациянинг ортиб кетиши аниқлайди. Спектрал характеристикада максимум вазияти мазкур яримўтказгичда ютиш коэффициентининг ўсиш даражасига кучли боғлиқ. Масалан, германий фотодиодида тақиқланган зона кенглиги ($\lambda_{макс}$=1.55 мкм) максимум вазиятини аниқлайди ва база қалинлигига боғлиқмас. Аммо, кремний фотодиодларида база қалинлигини ва сиртий рекомбинация тезлигини ўзгартириб, спектрал характеристика максимумини 0.6 дан 1 мкм гача оралиқда силжитиш мумкин.

V.4.1. Фотодиод фототокини ҳисоблаш

V.10 расмда тасвирланган фотодиодни қарайлик. Расмдан кўринишича, ёруглик оқими p-соҳа томонидан p-n ўтиш бўйлаб йўналган. p-n ўтишга тескари кучланиш берилган бўлсин. Мана шу ҳол учун фототокни ҳисоб қилайлик.



V.10 расм. Фотодиод тузилиши

Фотодиод орқали ўтаётган тескари токнинг зичлиги

$$j = j_n + j_r + j_p = j_к + j_ф$$

(V.10)

бўлиб, унда j_n электронларнинг p соҳадаги токи; j_r p n ўтиш соҳасида термик ва фотогенерация ҳосил қилган ток; j_p ковакларнинг n и токи. Иккинчи томондан, тескари токнинг тўла зичлигини лик токи зичлиги $j_к$ ва фототок зичлиги $j_ф$ йиғиндиси сифатида тасаввур қилиш мумкин.

p ва n соҳларнинг солиштирма қаршилиги кичик, унда электрик майдон кучланганлиги нолга яқин, бинобарин, дрейф токини назарга олмаса ҳам бўлади.

Агар n ярим ўтказгич ичига x=0 текисликда кираётган ёруғлик оқимини I(0) десак, Бугер Ламберт қонунига асосан, x масофа ичкаридаги ёруғлик оқими

$$I(x) = I(0)\exp(-\alpha x)$$

(I.80)

бўлади. α ёруғлик ютилиш коэффициенти. Бирлик ҳажмда ютилган ёруғлик

$$dI(x)/dx = \alpha I(x)$$

бўлиб, шу ҳажмда ютилган фотонлар сони орқали ифодаланса,

$$\alpha I(x) = \hbar\omega \cdot q_1$$

(V.11)

(V.11)ни (I.81) га қўйилса,

$$G_n = \eta_n q_1 = \eta_n \alpha I(x)/\hbar\omega = \eta_n[\alpha I(x)/\hbar\omega]\exp(-\alpha x) = G_{n0}\exp(-\alpha x);$$

$$G_p = \eta_p q_1 = \eta_p \alpha I(x)/\hbar\omega = \eta_p[\alpha I(x)/\hbar\omega]\exp(-\alpha x) = G_{p0}\exp(-\alpha x); \quad (V.12)$$

$$G_{n0} = \eta_n \alpha I(0)/\hbar\omega \ , \ G_{p0} = \eta_p \alpha I(0)/\hbar\omega .$$

p соҳага $x = d_p$ текисликда кираётган ёруғлик оқимига нисбатан

$$G_n = G_{n0}\exp[-\alpha(x + d_p)]$$

деб ёзилиши керак.

1. р соҳада электронлар учун узлуксизлик тенгламаси

$$\frac{d^2n}{dx^2}-\frac{\Delta n}{L_n^2}+\frac{G_{n0}}{D_n}\exp\left[-\alpha\left(x+d_p\right)\right]=0$$

(V.13)

Бу тенгламани ечиш учун чегаравий шартлар

$$dn/dx\big|_{x=d_p}=\left(s_p/D_n\right)\Delta n\big|_{x=d_p}$$

(V.14)

$$\Delta n(o)=n_p \qquad (V.15)$$

s_p сиртий рекомбинация коэффициенти.

р соҳада электронлар токи зичлиги учун қуйидаги ечим олинади:

$$j_n=\frac{eG_{n0}L_n}{\alpha^2L_n^2-1}\left\{\frac{\left[D_n sh(d_p/L_n)+s_pL_n ch(d_p/L_n)\right]\exp(-\alpha d_p)-(s_p-\alpha D_n)}{D_n ch(d_p/L_n)+s_pL_n sh(d_p/L_n)}+\alpha L_n\exp(-\alpha d_p)\right\}$$

(V.16)

Бунда j_{sn} – р тип юпқа базали диоднинг тўйиниш токи. Қолган ҳадлар фототокнинг электрон ташкил этувчиси $j_{nф}$ ни ифодалайди.

Агар $d_p/L_n<<1$ ва $\alpha d<<1$ бўлса, у ҳолда

$$j_{nф}=-\frac{eG_{n0}d_p}{1+s_pd_p/D_n}\left[1-\frac{\alpha^2L_n^2s_pd_p/D_n}{1-\alpha^2L_n^2}\right] \qquad (V.17)$$

Сиртий рекомбинация тезлиги кичик бўлса ($s_pd_p/D_n<<1$),

$$j_{nф}=eG_{n0}d_p \qquad (V.17')$$

яъни р соҳада ёруғлик пайдо қилган барча электронлар р-n ўтишга етиб бориб, фототокка ҳисса қўшади. Равшанки, s_p сиртий рекомбинация коэффициенти қанча кичик бўлса, фотодиоднинг шунча эффективлиги шунча юқори бўлади.

р соҳа қалинлигининг катта бўлиши ($d_p/L_n>>1$) маъқул эмас, чунки n соҳа чегарасига кам ёруғлик етиб боради ва р соҳадаги рекомбинация ёруғлик пайдо қилган заряд ташувчиларни камайтириб юборади, фотодиоднинг эффективлиги паст бўлади.

2. Фототокнинг р-n ўтишдаги генерацион ташкил этувчиси қуйидагича ҳисобланади:

$$j_{pф}=eG_{p0}\int_0^d\exp\left[-\alpha\left(x+d_p\right)\right]dx\approx eG_{p0}d$$

$$\exp(-\alpha d_p)[1-\exp(-\alpha d)] \qquad (V.18)$$

Бу ифодадан d_p қанча кичик бўлса, d (p-n ўтиш кенглиги) қанча катта бўлса $j_{nф}$ ток шунча катта бўлишлиги аниқ кўриниб турибди.

3. Фотодиод орқали $j_{pф}$ коваклар токи учун ушбу

$$\frac{d^2p}{dx^2}-\frac{\Delta p}{L_p^2}+(G_{po}/D_p)\exp[-\alpha(x+d_p)]=0 \qquad (V.19)$$

узлуксизлик тенгламасини

$$\Delta p(d)=p_n, \qquad \Delta p|_{x\to\infty}=0 \qquad (V.20)$$

чегаравий шартлардан фойдаланиб, ечсак:

$$j_p=[eG_{po}L_p/(1+\alpha L_p)]\exp[-\alpha(d+d_p)]+eD_p\overline{p_n}/L_p \qquad (V.21)$$

бунда биринчи ҳад фототокнинг коваклар ташкил этувчиси

$$j_{pф}=[eG_{po}L_p/(1+\alpha L_p)]\exp[-\alpha(d+d_p)]. \qquad (V.22)$$

иккинчи ҳад фотодиод орқали қоронғулик тескари токнинг коваклар ташкил этувчиси:

$$j_{ps}=eD_pP_n/L_p. \qquad (V.23)$$

Одатда фотодиодлар тайёрланганда p-соҳанинг d_p кенглиги жуда кичик қилинади, унда деярли ёруғлик ютилмайди, заряд ташувчилар генерацияланмайди. Шунинг учун $j_{nф}$ ташкил этувчи кичик ва

$$j_ф=j_{nф}+j_{pф}\approx eG_{po}\alpha^{-1}[1-\exp(-\alpha d)/(1+\alpha L_p)]. \qquad (V.24)$$

Фотодиодга тўғри кучланиш берилганда қоронғулик токи j_{ns} ва j_{ps} ларни $\exp(eV/kT)$ га кўпайтириш керак. $j_ф$ фототок бу ҳолда p-n ўтиш соҳаси торайиши ва $\exp(-\alpha d)$ нинг ортиши оқибатида камая боради. Демак, катта тўғри кучланиш берилганда фотодиоднинг тўла токи қоронғуликдаги тўғри токка амалда тенг бўлиб қолади, бинобарин, бу ҳолда диод фотосезгир асбоб бўлмайди.

V.4.2. Фотодиоднинг квантик эффективлиги ва тезкорлиги

Ёруғлик пайдо қилган электрон-ковак жуфтлар сонининг ($j_ф/e$ нинг) бирлик юзага тушаётган $(I_0/\hbar\omega)$ фотонлар сонига нисбатини фотодиоднинг квантлик эффективлиги (самарадорлиги) дейилади:

$$\eta_e=(j_ф/e)/(I_0/\hbar\omega)=(1-R)\eta_i[1-\exp(-\alpha d)/(1+\alpha L_p)] \qquad (V.25)$$

Бу асосий параметрлардан бири бўлиб, фотодиоднинг сифатини аниқлайди. кўпинча <u>фотодиоднинг сезгирлиги</u> деган параметрдан фойдаланилади, у фототокнинг ёруғлик интенсивлигига (оқимига) нисбатидир:

$$\beta_g = j_ф / I_o = e\eta_g / \hbar\omega = \lambda\eta_g / 1.24. \qquad (V.26)$$

Бунда λ мкм ларда ифодаланган, β_g эса А/Вт ларда.

Сезгирликли фототок олиш мумкин бўлган энг кичик такрорийлик ёки энг катта тўлқин узунлик энергия квантининг ярим ўтказгич тақиқланган зонаси кенглигига тенглигидан аниқланади.

$\hbar\omega_{мин}=Eg$ дан $\omega_{мин}=Eg/\hbar$ ёки $\nu_{мин}=Egh$ ёинки

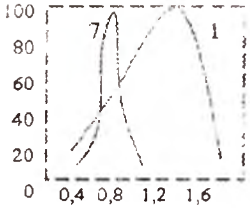
$$\lambda_{макс}=hc/Eg \qquad (V.27)$$

$\lambda>\lambda_{макс}$ ҳолида α ва G_0 жуда кичик, сезиларли фототок йўк, демак, ёруғлик электрон ковак жуфтлари ҳосил қилмай фотодиоддан ўтиб кетади.

Аксинча, қисқа тўлқинлар ($\lambda<\lambda_{макс}$) соҳасида нурланиш ярим ўтказгичнинг сезгир қатламида тўла ютилади. Аммо,

$$\alpha d_p>>1,\ \exp(-\alpha d_p)<<1$$

бўлиб қолганлигидан фототокнинг асосий ташкиллловчилари $j_{гф}$ ва $j_{рф}$ жуда кичик бўлади. Оралиқ соҳада максимум (энг катта қиймати) кузатилиши керак (V.11 расм).



V.11 расм. Германий (1) ва кремний (2) фотодиодларининг спектрал характеристикалари

Дарҳақиқат, кремний фотодиоди учун η_g нинг максимал қиймати $\lambda\cong0,8$-$0,9$ мкм га, германий фотодиоди учун $\lambda\cong1$-$1,6$ мкм га тўғри келади.

<u>Фотодиоднинг тезкорлиги</u> заряд ташувчиларнинг ҳажмий заряд соҳасидан учиб ўтиш вақти $t_{уч}=d/V_{dm}$ (бунда V_{dm} тескари кучланишли p-n-ўтиш кучли электрик майдонида заряд ташувчиларнинг максимал дрейф тезлиги) ва p-n ўтиш сиғимининг қайта зарядланиши вақти

$tc=C_{p\text{-}n}\cdot r_ю$ орқали аниқланади($r_ю$ - юклама қаршилиги).

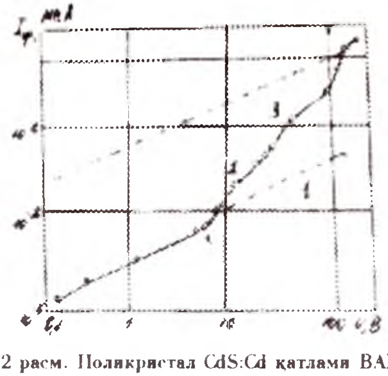
Ge, Si, GaAs учун V_{dm}(300K) ~ 10^7 см/с. Демак, p-n ўтиш кенглиги ва юзини камайтириб, фотодиод тезкорлигини ошириш мумкин. Фотодиод тезкорлиги яна p-n ўтиш ҳажмий заряд соҳаси орқали заряд ташувчилар диффузияси вақтига ($\tau_g = d_p^2/D_n$) боғлик бўлади, бу ҳолда p-соҳа кенглиги d_p ни камайтириб, тезкорликни кўтариш мумкин.

Фотодиодларнинг фотожавоби вақти 10^{-8}-10^{-11} с оралигида ётади (T=300K). Фотодиодлар шу ораликкача даврли ўзгарувчан ёруғлик оқимларини (оптик сигналларни) кучайтириши ва кейин уларни ўзгартириши мумкин.

Фотодиодларнинг бир неча хили мавжуд:
- p-n ва p-i-n фотодиодлар,
- шотки тўсиқли фотодиодлар,
- гетероўтишли фотодиодлар,
- кўчкили фотодиодлар,
- инжекцион фотодиодлар.

V.5. Поликристал яримўтказгичларда фотоэлектрик ходисалар

Фотоқабуллагичлар конструкцияларини яратишда поликристал материаллар кенг қўлланилади. Бундай тузилмаларнинг электрик ва фотоўтказувчанлиги монокристаллардан фарқ қилади. Айниқса юпқа қатламлардаги сирт эффектлари катта аҳамиятга эга. Чунки уларда сирт юзасининг ҳажмга нисбати анча юқори бўлади. Сиртда хемосорбцияланган кислород чуқур сатҳли электрон қопқон ролини бажаради. Микрокристал кукунсимон яримўтказгичнинг фотоўтказувчанлиги унга қўйилган кучланишнинг ортиши билан ортиб боради. V.12 расмда CdS:Cd қатлами орқали ўтувчи токнинг кучланишга боғланиши кўрсатилган. Графикда тўртта қисм ажралиб туради:



V.12 расм. Поликристал CdS:Cd қатлами ВАХ и

1 омик; 2 даражали (даража кўрсаткичи 2 га яқин); 3 даражали (даража кўрсаткичи 3-5); 4 омик қисм. Бундай материалларда монокристалдагидек фотосезгирликка эришиш учун порошокда 10^4 В/см тартибида электрик майдон ҳосил қилиш керак.

Поликристал материал хоссаларининг яна бир фарқли томони шундан иборатки, кучланиш ўзгариши билан фотоўтказувчанлик ўзгаришининг кечикиши кузатилади.

Поликристал қатламлар фотоўтказувчанлиги механизмларини шартли равишда 3 категорияга бўлиш мумкин: а-зичлик модуляцияси назарияси; б-тўсиқ модуляцияси назарияси; в-умумлашган назария. Бундай қатламлар фотоўтказувчанлигининг энг содда тушунтирилиши шундан иборатки, ёруғлик ютилиши билан заряд ташувчилар зичлиги ортиб боради. Тўсиқлар назариясига асосан фотонлар қўшимча заряд ташувчиларни ҳосил қилиб фотоўтказувчанликни оширсада асосий ролни кристаллитлар орасидаги потенциал тўсиқлар баландлигининг пасайиши ўйнайди. Қатламни ташкил қилувчи ҳар бир микрокристалча атрофида n-тур қисмни ўраб турувчи p-турли қисм бўлади. Шундай қилиб, умумий қатлам кетма-кет уланган кўплаб p-n ўтишлардан ташкил топган бўлади.

Умумлашган назарияга асосан поликристал қатламнинг фотоўтказувчанлиги кўп миқдордаги микрокристалчалар хоссаларининг ўртачалланганлигидан келиб чиқади. Қатламнинг қаршилиги тўсиқлар ва микрокристалчалар қаршиликлари йиғиндисидан иборат бўлади. Ёритилган ҳолатда ўтказувчанликнинг ўзгариши эркин заряд ташувчилар ҳосил бўлиши, ҳамда тўсиқлар баландлигининг ўзгариши, заряд ташувчилар эффектив ҳаракатчанлиги ўзгариши ҳисобига бўлади.

Сўнги вақтларда поликристал қатламлар хоссаларини тушунтириш учун инжекцион ҳодисаларни, яъни микрокристалчаларда фототокнинг транзисторли кучайтирилишини ҳисобга олувчи назария таклиф қилинди. Бу назарияга асосан микрокристалчалар юпқа, ўзгача хоссага эга бўлган қатламлар билан ажратилган. Натижада микрокристалчалар орасида гомо p-n ўтиш ёки гетероўтишлар мавжуд. Ташқи кучланиш қўйилганда ток қисман ҳосил бўлган тўсиқлар ҳисобига микрокристалчаларни четлаб оралиқ қатламлар орқали ўтади. Лекин оралиқ қатламлар жуда юпқа бўлганлиги учун токнинг бир қисми тўсиқлар орқали туннелланиб ўтади. Бундай ток учун тўсиқ микрокристалчанинг бир томонидан тескари уланган, иккинчи томондан тўғри йўналишда уланган. Микрокристалчаларининг ўлчамлари заряд ташувчилар диффузион

югуриш йўлидан кичик бўлганлиги учун бундай тузилма транзистордек ишлайди:ноасосий заряд ташувчилар токининг кескин кучайиши кузатилиши мумкин.

Айрим яримўтказгичларда "аномал юқори фотокучланиш эффекти" кузатилади. Фото э.ю.к. қиймати яримўтказгич тақиқланган зонаси қийматидан кўп марта юқори бўлади. Бундай эффект PbS, CdSe, Si, Ge, GaAs қатламларида, ZnS монокристалида ва бошқа материалларда кузатилган. Бундай қатламларнинг қаршилиги одатда жуда юқори бўлади (10^{10} Ом см), шунинг учун улар диэлектрик юклама уланган ҳолда самарали. Температуранинг пасайиши билан фото э.ю.к. ортади. Мазкур эффект алоҳида микрофотоэлементларда вужудга келган элементар фото э.ю.к. ларнинг қўшилиб юқори кучланиш ҳосил қилишига асосланган.

Нокристал (аморф ва бир жинслимас) яримўтказгичлардаги фотоэлектрик ҳодисаларга асосланиб бир қатор фотоқабуллагичлар ясалиши мумкин. Аморф яримўтказгичдаги фототок асосан тарқалган ҳолатлардаги заряд ташувчилар билан аниқланади. Агар кўплаб яримўтказгичларда фотоўтказувчанлик хусусий ютилиш чегарасида максимумга эга бўлса, аморф яримўтказгичларда фотоўтказувчанлик анча силлиқ спектрал кўринишга эга. Оптик ютилиш чегарасида уларнинг фотоўтказувчанлиги ортиб боради ва янада юқори энергия соҳасида етарли даражада юқори бўлиб қолади. Спектрнинг қисқа тўлқинли қисмида сезгирликнинг камаймаслиги яримўтказгич ҳажмидаги рекомбинация сирт рекомбинациясидан устун эканлигидан далолат беради. Деярли барча аморф яримўтказгичлар етарли даражада кенг фундаментал ютилиш чегарасига эга. Улар фоторезисторлар, хотира элементлари, фотокалитлар ва х.к. сифатида ишлатилиши мумкин.

V.6. Фототранзисторлар. Фототиристорлар

Ёруғлик оқимидан таъсирланадиган ва бир вақтда фототокни кучайтира оладиган транзисторни фототранзистор дейилади.

Кўп қутбли фототранзисторни қарайлик. Фототранзисторларнинг тузилиш схемалари ҳар хил бўлади. Фототранзистор турли ёқлардан ёритилиши мумкин, уни турли схемалар бўйича улаш мумкин. Шулардан бирини кўрамиз. Агар база ва коллектор орасида кучланиш берилса, коллектор ўтиш тескари йўналишда уланса, эмиттер чиқиш схемага уланмаса у ҳолда кўп қутбий транзисторнинг схемаси фотодиодникига ўхшаш бўлади.

База ва коллектор соҳаларида фотонлар ютилган ҳолда заряд ташувчиларнинг номувозанатий жуфтлари ҳосил бўлади.

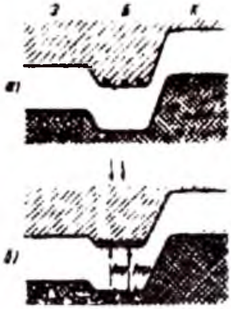
Ноасосий заряд ташувчилар (n базада коваклар, p коллекторда электронлар) коллектор томон диффузияланади, электрик майдон уларни коллектор ўтиши ичига тортади ва ундан ўтиб $I_ф$ фототок пайдо қилади.

Бирок, қўш қутбли фототранзисторни одатда умумий эмиттерли схемада қўлланилади. Шунинг учун шу схемада уланган қўш қутбли фототранзистор ишлашини қарайлик.

Дастлаб база электроди схемага уланмаган ($I_б$=0) деб фараз қиламиз. Бу ҳолда ноасосий заряд ташувчилар коллектор p-n ўтишидан ўтиб, $I_ф$ фототок ҳосил қилади. n базада ёруғлик пайдо қилган ва коллектордан келган электронлар потенциал чуқурда жойлашади (V.13 расм), уларнинг жамғарилиб бориши оқибатида эмиттер ва коллектор ўтишлар потенциал тўсиқлари пасаяди, эмиттердан базага коваклар инженцияси кўпаяди (V.13,б расм). Мос равишда коллектор токи ҳам ортади. Шундай қилиб, қўш қутбли фототранзистор базасида жамғарилган номувозанатий асосий заряд ташувчилар фототокни кучайтиради, яъни ёритилганда коллектор токи $I_ф$=$h_{21э}I_ф$ бўлиб қолади, бундаги коэффициент $h_{21э}$>1.

База электроди ташқи занжирга уланса, ёритиш таъсирида база токи ўзгариши мумкин. Бу ўзгариш даражаси база занжири қаршилигига боғлиқ, у номувозанатий электронларнинг ташқи база занжирига чиқиши оқибатида юз беради. Бу эса базада жамғарилган электронларни камайтиради, фототок кучайиши ҳам камаяди.

Демак, қўш қутбий фототранзистор умумий эмиттерли схемада, база узуқ бўлганда, база соҳасининг ёритилганлигига энг сезгир бўлади. Базанинг уланиши эса фототранзисторни оптик жиҳатдангина эмас, балки электрик жиҳатдан ҳам бошқариш, чет ташқи таъсирларни мувозанатлаш имконини беради.



V.13 расм. Фототранзистор: а-ёритилмаганда, б-ёритилганда

Ёритилганлик ортиши билан уланиш кучланиши камаядиган тиристорни фототиристор дейилади.

Фототиристорнинг база соҳаларидан бири ёритилади (V.14-расм).

V.14-расм. Фототиристор тузилиши

Фототиристорнинг ёпиқ ҳолатидан очиқ ҳолатга кайта уланиши, оддий тиристордагидек, тиристор тузилмасининг ток бўйича узатиш йиғиндий коэффициентининг 1 гача катталашганида содир бўлади. Бу параметрнинг фототранзисторда каттайиши унинг база соҳаларида ёруғликнинг ютилиши ва заряд ташувчиларнинг вужудга келиши оқибатида юз бериши мумкин. Шундай қилиб, фототиристор бошқарилувчи тиристор аналоги бўлиб, унинг ёпиқ ҳолатдан очиқ ҳолатга ўтиши ёруғлик импульси оркали бошқарилади.

V.7. Фотоварикаплар ва координата сезгир фотоасбоблар

V.7.1 Фотоварикаплар

Сиғим сифатида ишлатишга мўлжаллаб ясалган махсус диод (p-n ўтишли ёки МДЯ тузилишли)лар варикаплар дейилади. p-n ўтишли варикап сиғимини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$C=AS(U_к+U)^{-k},$$

$U_к$ ташқи ѵ кучланиш қўйилмаганда контакт потенциаллар фарқи; А доимий; кескин p-n ўтиш учун даража кўрсаткичи k=1/2.

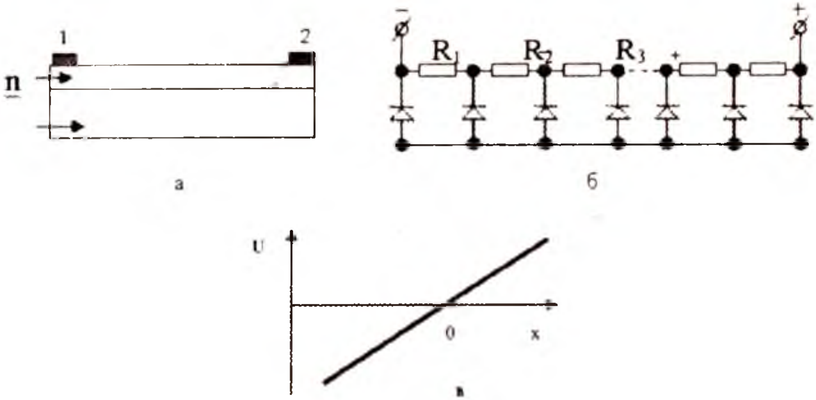
Фотоварикаплар шундай асбобларки, уларда ёруғлик энергиясини электрик сигналга айлантирилади ва уни параметрик кучайтирилади. Унинг ишлаш принципи тўсиқ сиғимининг ёруғликка боғлиқлигига асосланган. Фото э.ю.к. сиғимга худди ташқи қўйилган кучланишдек таъсир қилади. Ташқи кучланиш қўйилмаганда бирлик юзага тўғри келадиган сиғим миқдори Si учун 0,03 мкФ/см^2, GaAs учун эса 0,10 мкФ/см^2 ни ташкил этади.

Фотоварикапнинг фотосезгирлик коэффициенти сиртга тушаёттан бирлик ёруглик оқими ҳисобига сиғимнинг нисбий ўзгаришини ифодалайди. Унинг миқдори Si тузилмалар учун 5.7 $мВт^{-1}$, GaAs учун эса 240 $мВт^{-1}$ ни ташкил қилади. Фотоволтаик иш режимида фотосезгирлик фотодиодли режимга нисбатан юқори бўлади. Сиғимнинг температуравий коэффициенти Si учун $1.5\cdot10^{-3}$ $^{o}C^{-1}$, GaAs учун эса $0,8\cdot10^{-3}$ $^{o}C^{-1}$ ни ташкил қилади. Шотки диодлари ёки МДЯ тузилмалар асосига қурилган фотоварикаплар истиқболли ҳисобланадилар, чунки уларнинг сиғими кучланишга кескин боғланган.

V.7.2 Координата сезгир фотоасбоблар

Чиқиш сигнали ёритилган қисмнинг қаерда жойлашганига боғлиқ фотоқабуллагичлар координата сезгир фотоасбоблар дейилади. Улар фазода нурланувчи объектлар жойлашган координаталарни аниқловчи ёки деформацияни ўлчовчи асбоблар сифатида ишлатилади.

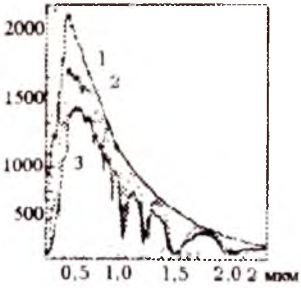
Бўйлама фотоэффектга асосланган координата сезгир фотоқабуллагич V.15 расмда ифодаланган ва у кам қаршиликли p қатлам, ҳамда катта қаршиликли n қатламлардан ташкил топган p n ўтишга эга. Фотокучланиш n қатламдаги 1 ва 2 электродлардан олинади. Бундай фотоқабуллагичнинг иш принципини V.15 расмда кўрсатилган эквивалент занжир орқали тушунтириш мумкин. p ва n қатламларнинг қаршиликлари ρ_n, ρ_p ва қалинликлари w_n, w_p қуйидагича муносабатда: $\rho_n \gg \rho_p$, $w_n \ll w_p$. Бундай ҳолатда p қатламни n қатламга нисбатан эквипотенциал сирт деб қараш мумкин. p n ўтиш ва n базани узунлик бўйича тақсимланган диодлар ва резисторлар деб қараш мумкин. Фотодиоднинг ёритилган қисмида вентилли фото э.ю.к. ҳосил бўлади. Э.ю.к. таъсири остида диод ва резистордан иборат ҳар бир элементар контурда ток оқади ва ҳар бир резисторда кучланиш тушуви юз беради. 1 ва 2 электродлардаги U_{12} кучланиш алоҳида резисторлардаги кучланишлар йиғиндисидан иборат. Расмдан кўринадики, $U_{12}=i_2R_2+i_3(R_2+R_3)+\ldots+i_m(R_2+\ldots+R_m)$ i_1R_1. Нур R_2 ва R_3 резисторлар орасига кўчганда i_2R_2 ҳад манфий бўлади ва U_{12} кучланиш камаяди. Нур намунанинг ўртасига келганда (x=0) мусбат ва манфий ҳадлар миқдори тенглашиб U_{12}=0 бўлади. Нурни янада узоқроққа (2 электрод томонига) кўчирганда U_{12} нинг ишораси қарама қаршига ўзгаради (V.15, в расм). Бундай асбобларнинг сезгирлиги 1 1,5 мВ/мВт·мм даражада бўлади.



V.15 расм

V.8. Қуёш элементлари ва батареялари

Қарийб беш миллиард йиллардан буён қуёш ичида термоядро реакциялари водород ядросининг гелий ядросига айланиши туфайли катта миқдордаги энергия ажралиб келмоқда. Қуёш ичидаги температура 15-20 миллион даража деб баҳоланади. Ҳар секундда 600 миллион тонна водород гелийга айлансада, $2\cdot10^{27}$ тонналик қуёш массаси миллиардлаб йиллар давомида атиги бир фоизнинг улушлари миқдорида камайган. Қуёш массаси Ерга нисбатан 330 минг марта катта, унинг диаметри эса $1.39\cdot10^{9}$ метрдан иборат. Қуёшдан Ер сиртининг ҳар квадрат метрига тахминан 1000 Вт қувватли ёруғлик нури доимий тушиб туради. Қуёш нури спектрида энергия жуда нотекис тақсимланган бўлиб, атмосфера ташқарисидаги ва Ер сиртидаги спектр V.16 расмда келтирилган.



V.16 расм

Ҳозирги вақтда инсон эҳтиёжи учун қуёш энергиясидан фойдаланишнинг турли усуллари ишлаб чиқилган. Қуёш нури ёрдамида уй биноларини ва сувни иситиш, мева ва бошқа маҳсулотларни қуритиш мақсадида фойдаланиш билан бир қаторда яримўтказгичли фотоэлементлар яратилган. Улар ёрдамида қуёш энергияси ички фотоэффект ҳисобига яримўтказгич кристалларида бевосита электрик энергияга айлантирилади. Ер сиртининг ҳар квадрат метридан фотоэлементлар ёрдамида 100-200 Вт миқдорида электрик энергия олиш мумкин. Ушбу параграфда яримўтказгичли фотоэлементлар ва улар ёрдамида ёруғлик энергиясини электрик энергияга айлантириш жараёнини кўриб чиқамиз.

Қуёш энергиясини электрик энергияга айлантирадиган яримўтказгичли диодни қуёш элементи ёки фотоэлемент дейилади. У ташқи кучланишсиз ишлайди.

p-n ўтишли фотоэлементда ёруғлик таъсирида вужудга келадиган қўшимча заряд ташувчиларни p-n ўтишнинг электрик майдони ажратиб юборади ва занжир узуқ ҳолда p соҳада коваклар, n соҳада электронлар йиғилади. Агар ташқи занжир уланса, юклама қаршилик орқали p соҳадан n соҳага йўналган ток ўта бошлайди. Бинобарин, p-n ўтиш орқали тўла ток $R_{ю}$ юкламада вужудга келган V тўғри кучланиш билан боғлиқ тўғри ток ва тескари йўналишдаги $J_ф$ фототок айирмасидан иборат бўлади:

$$J=J_s\,[\exp(eV/kT)-1]-J_ф. \qquad (V.28)$$

Бундан:

$$V=\frac{kT}{e}\ln\left(1+\frac{J_ф+J}{J_s}\right). \qquad (V.29)$$

Занжир узук бўлган ҳолда ($I=0$, $R_ю=\infty$) V кучланиш p-n ўтишдаги фото э.ю.к. га тенг:

$$V_{сю}=V_{фэюк}=(kT/e)\ln(1+J_ф/J_s)\approx(kT/e)\ln(J_ф/J_s) \qquad (V.30)$$

(сю салт юриш).

Қандайдир $R_ю$ қаршилик уланган, $J_R=V_R/R$, бўлган ҳолда:

$$V_R=(kT/e)\ln\left(1+\frac{J_ф-J_R}{J_s}\right) \qquad (V.31)$$

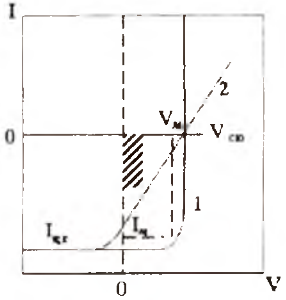
Қисқа туташув ҳолида ($R_ю=0$, $V=0$ ва $-I=I_{к.т}=I_ф$) p-n ўтишнинг бу режимини вентил фотоэлемент режими дейилади.

Идеал фотоэлементда тушган нурланишнинг ҳаммаси тўла ютилади ва рекомбинация йўқ деб ҳисобланади. У ҳолда

$$J_{\phi} = eS \int_{h\nu = E_g}^{\infty} \frac{dn_{\phi}}{d(h\nu)} d(h\nu) \qquad (V.32)$$

бунда $dn_ф /d(h\nu)$ $1см^2$ га 1 с да тушаётган ва бирлик энергетик ораликка тўғри келган фотонлар сони. Қуёшдан келаётган фотонлар оқимининг спектрал тақсимоти маълум ва (V.32) интеграл ҳисобланиши мумкин.

V.17 расмда идеал ва ҳақиқий фотоэлементларнинг ВАХ и тасвирланган.



V.17 расм. Идеал (1) ва ҳақиқий (2) фотоэлементлар ВАХ и

Фотоэлементнинг асосий параметри унинг фойдали иш коэффициенти (ф.и.к.) бўлиб, у юкламада ажралган максимал қувватнинг тушаётган нурланиш қувватига нисбатини ифодалайди:

$$ф.и.к. = P_{макс} / I_o \cdot S. \qquad (V.33)$$

(V.28) ифодага асосан юкламада ажраладиган қувват

$$P = J \cdot V = J_s V[(\exp(eV/kT) - 1] - J_ф V. \qquad (V.34)$$

$V = V_м$ бўлганда қувват максимал қийматга эга бўлади: $P_{макс} = I_м V_м$. Қувватнинг максимал қийматга эга бўлишлиги шартидан, яъни $(dP/dV)_{V=V_м} = 0$ дан:

$$|J_м| = J_s (eV_м/kT)\exp(eV_м = kT). \qquad (V.35)$$

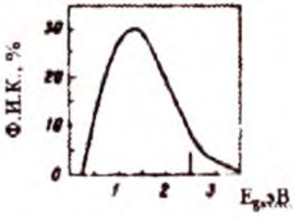
Ўша шарт билан баъзи амаллар бажарсак,

$$V_м = V_{сю} - (kT/e)\ln(1ҚeV_м/kT). \qquad (V.36)$$

(35) ва (36) ифодалар асосида

$$P_{макс} = J_ф[V_{сю} - (kT/e)\ln(1+eV_м/kT) - (kT/e)]. \qquad (V.37)$$

Ярим ўтказгичнинг тақиқланган зонаси кенглиги E_g ортган сайин J_s камаяди, $V_{сю}$ ортади, аммо $J_ф$ камаяди. Демак, $P_{макс}$ қиймат E_g га боғлиқ. (V.17 расм).



V.18 расм. Ф.И.К.нинг E_g га боғланиши.

V.18-расмдан кўринишича, E_g=1-2 эВ бўлган ярим ўтказгичлардан фотоэлемент тайёрлаш мумкин.

V.8.1. Ҳақиқий фотоэлементнинг вольт-ампер характеристикаси

Биз юқорида идеал фотоэлемент тўғрисида маълумот бердик. Ҳақиқий фотоэлементларда p-, n-соҳалар ва контактларда кучланиш тушишини (JR_s ни) ҳисобга олинса, (V.28) ифодани қуйидагича ўзгартириб ёзилади:

$$J = J_s\{\exp[e(V - JR_s)/kT] - 1\} - J_\phi .$$

(V.38)

Қувват ифодаси

$$P = \left\{\frac{kT}{e}\ln\left(\frac{J + J_\phi}{J_s} + 1\right) + JR_s\right\}J$$

(V.39)

бўлади. Бу ифодалар асосида қуйидаги мулоҳазаларни айтиш мумкин:

1) Идеал фотоэлементга нисбатан ҳақиқий фотоэлементда V ортганда J ток секинроқ ортади;

2) V=0 бўлганда $J_\phi \neq J_{қ.т}$;

3) Ҳақиқий фотоэлементда максимал қувват $P_{макс}$ (уни V.16 расмда чизиқланган тўртбурчак тасвирлайди, идеал ФЭ учун у $V_м$, $I_м$ тўртбурчак юзига тенг) анча кам бўлади;

4) Агар p-n ўтишдаги рекомбинация ҳисобга олинса, ВАХнинг (28) ифодасидаги экспонента кўрсаткичи икки марта кам бўлади, бу ҳам токнинг ўсиш тезлигини пасайтиради; яна бунда I_s ни

$J_i = en_i d/2\tau$ га алмаштириш керак; $J_i >> J_s$ бўлганлиги сабабли бу алмаштириш ҳам $V_{сю}$ ва $P_{макс}$ ларни камайтиради.

Фотоэлементга 0.2 дан 0.3 мкм гача тўлқин узунлик оралигидаги электромагнитик нурланиш (қуёш энергияси асосан шу оралиқда йиғилган) таъсир қилади. Бу ҳолда ёруғлик тушаётган р соҳа (ёки n соҳа) нинг қалинлиги ҳар қандай бўлганда ҳам фототокнинг $j_{пф}$ ташкилловчисини менсимаслик керак эмас.

$$[j_ф (\lambda) / eN_ф (\lambda)[1-R_к (\lambda)]] = \eta_c(\lambda) \qquad (V.40)$$

нисбатини <u>фотоэлементнинг ички спектрал</u> жавоби дейилади.

Агар $\eta_c(\lambda)$ маълум бўлса, қуёш ёритаётган ҳақиқий фотоэлементнинг тўла фототоки зичлиги

$$j_\phi = \int j_\phi(\lambda)d\lambda = e\int_0^{\lambda_{макс}} N_\phi(\lambda)[1-R_k(\lambda)]\eta_c(\lambda)d\lambda \qquad (V.41)$$

бўлади, бунда $\lambda_{макс}$ ютилишнинг қизил чегараси, $N_ф = I_0/h\nu$ бирлик спектрал оралиқдаги фотонлар оқими зичлиги, $R_к(\lambda)$ қайтариш коэффициенти.

(V.41) ифодадан кўринишича, максимал фототок олиш учун $R_к(\lambda)$ ни камайтириш, $\eta_c(\lambda)$ ни бутун оралиқда кўпайтириш зарур.

Идеал фотоэлементнинг Ф.И.К. температура ошган сари камаяди, бунинг сабаби температура ошганида J_s ёки J_0 нинг кескин ортиб кетишидир, бу эса $J_ф$ ни камайтиради, қоронғиликда ток ҳам е/кТ ёки е/2кТ экспоненциал кўрсаткичлар туфайли ўз ўсиш суръатини камайтиради.

Фотоэлементнинг ёритиладиган юзи ва р-n ўтиш юзи қанча катта бўлса, юкламада ажраладиган қувват шунча катта бўлади. Фотодиодлардан фарқли равишда, фотоэлементларга тезкорлик талаби қўйилмайди.

V.8.2. Фотоэлементларнинг турлари

Монокристал кремний асосидаги фотоэлементлар энг кўп қўлланади, улар қуёш энергиясини бевосита электрик энергияга айлантириб беради. Аммо, улар қимматбаҳо бўлгани учун Ер шароитида улардан фойдаланиш иқтисодий жиҳатдан ҳозирча фойдали эмас, балки арзон поликристал кремний, аморф кремний асосидаги фотоэлементлар кенг қўлланишга эга булар, кремний фотоэлементлари Ф.И.К. 12% дан ошмас эди.

Шотки тўсиқли фотоэлементлар ҳам ишлаб чиқилган. Ҳисоблар кўрсатишича, тўсиқнинг баландлиги $\varphi_k = E_g$ бўлган чегаравий ҳолда Ф.И.К. 25% чамасида.

CdS, CdTe, Si, GaAs поликристаллари асосида фотоэлементлар тайёрлаш қизиқарли. Уларнинг асосий фазилати нисбатан арзонлигидир. Аммо, уларнинг Ф.И.К. паст ва характеристкалари аста аста ёмонлашиб боради.

Водород билан тўйинтирилган арзон аморф кремний қатламлари 1 3 мкм калинликда шиша тагликларда ўстирилади. a Si нинг характеристкалари Eg=1.6эВ бўлган тўғри зонали яримўтказгичникига ўхшайди. Аммо, a Si асосида тайёрланган асбобларнинг Ф.И .К 6% дан ошмайди.

Гетероўтиш асосида тайёрланадиган фотоэлементларда кенг зонали яримўтказгич киска тўлқинли нурланиш учун оптик дераза вазифасини ўтайди. Шу оралиқларда бу фотоэлементларнинг спектрал сезгирлиги гомоўтишли фотоэлементларникидан катта бўлади. Яна бошка чоралар гетероўтишли фотоэлементлар имкониятини, самарадорлигини ошириши мумкин.

Катта миқдордаги фотоэлектрик энергия олиш учун одатда оддий фотоэлементлардан қуёш батареялари йиғилади. Қуёш батареяларида фотоэлементларни кетма кет улаш орқали зарурий катта кучланиш олиш мумкин бўлса, уларни параллел улаш орқали катта зичликдаги фототоклар олиш мумкин.

Қимматбаҳо яримўтказгични камроқ ишлатиб кўпроқ фотоэнергия олиш йўлларидан бири "қуёш модуллари" тайёрлашдир. Қуёш модуллари катта майдондаги ёруғлик нурини кичик ўлчамдаги (яримўтказгичли) фотоэлементга жамлаб берадиган концентраторли қурилмадир. Бундай қурилмада фотоэлементга катта миқдордаги ёруғлик нури тушиши ҳисобига кўпроқ фотоэлектрик энергия олинади. Ҳозирги вақтда турли шакл ва ўлчамларга, ҳамда турли яримўтказгич материаллардан ясалган фотоэлементларга эга бўлган қуёш модуллари яратилган.

V.9. Ёруғлик нурлантирувчи диодлар ва лазерлар

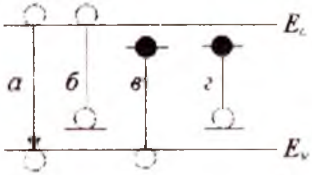
Электрик энергияни ёруғлик энергиясига айлантирувчи p n ўтишли диодни ёруғлик нурлантирувчи диод дейилади.

Бундай диодни электрик энергияни ёруғлик энергиясига айлантириши муайян шароитда p n ўтишда ва унга ёндошган соҳаларда вужудга келадиган қўшимча (ортиқча) заряд ташувчиларнинг нурланишли рекомбинацияси эвазига амалга оширилади.

Қўшимча заряд ташувчилар ҳосил қилишнинг қулай усулларидан бири p n ўтиш орқали тўғри ток ўтказишдир. Бу ҳолда

n , p соҳаларга, p n ўтиш соҳасига номувозанатий заряд ташувчилар киритилади (инжекцияланади).

p n ўтиш орқали тўғри ток ўтганда пайдо қилинган нурланишли рекомбинацияни инжекцион электролюминесценция дейилади. Нурланишли ўтишларнинг мумкин кўринишлари V.19 расмда тасвирланган.



V.19 расм. Нурланишли рекомбинация: а зоналараро электрон ва ковак рекомбинацияси, б эркин электроннинг акцептор билан рекомбинацияси; в эркин ковакнинг донор билан рекомбинацияси; г боғлиқ донор акцептор жуфтлари орқали рекомбинация

Зоналараро рекомбинация (V.19, а расм) тезлиги

$$R_н = \gamma_н np. \qquad (V.42)$$

Мувозанатда:

$$R_o = \gamma_н n_o p_o = \gamma_n n_i^2. \qquad (V.43)$$

Икковидан:

$$R_н = R_o np/ n_i^2. \qquad (V.44)$$

Акцептор ва донор марказларда нурланишли рекомбинация тезликлари, мос равишда, (V.19, б, в расм):

$$R_a = \gamma_a n N_a \ , \quad R_d = \gamma_d p N_d. \qquad (V.45)$$

Паст T ларда нурланишга акцептор-донор боғлиқ жуфтлари муҳим ҳисса қўшади. Бу ҳолда дастлаб донор ушлаб олган электрон билан дастлаб акцептор ушлаб олган ковак рекомбинацияланади.

Термодинамик мувозанат шароитида электрон ковак жуфтлар генерацияси тезлиги уларнинг нурланишли рекомбинацияси тезлигига тенг. Унча мураккаб бўлмаган ҳисоб қуйидагича олиб борилади:

$$R_0 = \int_0^\infty r_0(\nu) d\nu = \left(8\pi/c^2\right)\int_0^\infty \frac{\bar{n}^2 \alpha(\nu)\nu^2 d\nu}{\exp(h\nu/kT)-1} \qquad (V.46)$$

бундаги $\bar{n}$ – ёруғликнинг синиш кўрсаткичи, c тезлиги.

Ёруғлик диодларининг асосий параметрларидан бири ф.и.к. бўлиб, у люминеценция чиқиши қувватининг ёруғлик диодига берилган қувватта нисбати билан ўлчанади:

$$ф.и.к.=N_ф h\nu/JV, \quad (V.47)$$

$N_ф$ бирлик вақтда чиқариладиган фотонлар сони.

Аммо, $J=eN_э$ ва $N_э$ бирлик вақтда p-n ўтишдан ўтган электронлар ёки коваклар сони. Энди

$$ф.и.к.=N_ф h\nu/eN_e V. \quad (V.47')$$

Яна ёруғликни чиқариш коэффициенти (ёки оптик самарадорлик) тушунчасини киритиш мумкин:

$$\eta_{er}=N_ф/N_{фи}, \quad (V.48)$$

$N_{фи}$ ёруғлик диоди ичида ҳосил бўладиган фотонлар сони.

Ушбу катталик

$$\eta_и=N_{фи}/N_э, \quad (V.49)$$

ички квантик самарадорликни ифодалайди. Ёруғлик диодининг ташқи квантик самарадорлиги:

$$\eta_т=N_ф/N_э=\eta_и\eta_{er}= (ф.и.к.)eV/h\nu. \quad (V.50)$$

$\eta_т$ нинг қийматлари % нинг улушларидан бир неча % гача.

Ёруглик диодлари тайёрлаш учун ишлатиладиган ярим ўтказгичларининг тақиқланган зонаси кенглиги $E_g \geq 1.8$ эВ (бу кўринадиган ёруғликнинг қизил чегараси) бўлиши керак. Шундай ярим ўтказгичлардан бири галлий фосфидидир (GaP). У нотўғри зонали ярим ўтказгич, унда самарали нурланишли рекомбинация бўлиши учун оралик киришмавий марказ бўлиши керак. GaP да бу вазифани азот атоми бажариши мумкин, у дастлаб инжекцияланган электронни ушлаб олади, сўнг ковакни ушлаб олади, боглиқ экситон ҳосил қилади. Азот киритилган GaP асосидаги ёруғлик диодлари яшил нурланиш чиқаради.

Агар GaP да бир вақтда Zn ва O бўлса, улар нейтрал комплекс ҳосил килади, бу ҳолда кизил ($h\nu$=1.78 эВ) нурланиш кузатилади. GaP га Zn-O ва N марказлар киритилса, бир вақтда ҳам қизил, ҳам яшил нурланиш олинади.

$GaAs_{1-x}P_x$ уч ташкилловчили қаттиқ эритмалар кўринадиган нурланиш чиқарадиган ёруғлик диодлари тайёрлашда кенг қўлланиш топди. Бу нотўғри зонали бирикмаларга азот киритилса ва GaP тагликда ўстирилса қўнғир (x=0.65) ва сариқ (x=0.85) нурланиш олса бўлади.

ZnS ва SiC асосида тайёрланган ёруғлик диодлари ҳаворанг ёруғлик чиқаради, GaN асосидаги p-n ўтишнинг нурланиши спектрнинг бинафша қисмида ($\lambda \cong 0.4$ мкм) жойлашган бўлади.

Кўзга кўринадиган ёруғлик чиқарадиган диодлар индикаторлар ва дисплейлар сифатида, оптоэлектрон жуфтларда қўлланилади.

Инфрақизил нурланиш чиқарадиган диодлар тайёрлаш учун E_g<1.5 эВ бўлган ярим ўтказгичлар ишлатилади ($GaAs, Ga_xIn_{1-x}As_{1-y}P_y$, $GaAs\text{-}Al_xGa_{1-x}As$). ИҚ диодлар толали оптик алоқа йўлларида манба сифатида кенг қўлланила олади.

V.9.1. Яримўтказгичли лазерлар

Ёруглик диодларининг манба сифатида камчиликлари нурланиш қувватининг қиёсан кичиклиги (10 мВт чамасида) ва нурланишнинг спектрал оралигининг (100-500 А) катталигидир. Бу камчиликлар инжекцион лазерларда йўқ. Лазерларда нурланиш заряд ташувчиларнинг ўз ўзича рекомбинацияланиши оқибатида эмас, балки рағбатлантириш ёки мажбурлаш оқибатида юзага келади. Лазер сўзи инглизча *light amplification by stimulated Emission radiation* номидан келиб чиққан қисқа атамадир.

Ярим ўтказгичдаги ўтказувчанлик электронлари Ферми-Дирак тақсимотига бўйсунади:

$$f(E,T) = \left[\exp\left(\frac{E - E_F}{kT}\right) + 1\right]^{-1}. \qquad (V.51)$$

Ярим ўтказгичга ташқи энергетик таъсир қилинса, электронларнинг тақсимот функцияси ўзгаради. Аммо, иккита E_j ва E_i сатҳларда ($E_j > E_i$) электронлар бўлиши эҳтимолликлари нисбати

$$\frac{f(E_j)}{f(E_i)} = \frac{\exp(E_i - E_F)/kT + 1}{\exp(E_j - E_p)/kT + 1} \qquad (V.52)$$

кўринишда ифодаланиши мумкин.

Энергетик таъсир натижасида юқоридаги E_j сатҳдаги электронлар тақсимоти пастки E_i сатҳдагидан катта бўлиб қолса, яъни $E_j > E_i$ ва $f(E_j) > f(E_i)$ бўлса, у ҳолда

$$\frac{\exp(E_i - E_F)/kT + 1}{\exp(E_j - E_F)/kT + 1} \rangle 1 \qquad \text{ёки} \qquad \exp\left(-\frac{E_j - E_i}{kT}\right) \rangle 1.$$

Бундай тенгсизлик бажарилиши учун T<0 бўлиши керак. Шу сабабдан мазкур ҳолда ярим ўтказгич манфий мутлақ температурали ҳолатда турибди дейилади. Манфий мутлақ температура мутлақ нол

температурадан паст эмас, балки ҳар қайси жуфт энергетик сатҳ учун мос келган эффектив статистик температурадир. Агар икки энергетик сатҳдан насткисида электронлар бўлиши эҳтимоллиги юқорисидагидан катта бўлса, бу ҳолда температура мусбат ва аксинча бўлади. Ярим ўтказгичларда манфий температура ҳолатини вужудга келтириш учун электронлар системасига ташқи энергетик таъсир кўрсатилиб, зарраларни пастки ҳолатдан юқориги ҳолатга ўтказиш керак.

Бундай ҳолатни ҳар хил усуллар билан ҳосил қилиш мумкин:

1) айниган ярим ўтказгичларга p-n ўтишдан асосий бўлмаган заряд ташувчиларни инжекциялаш;

2) бир жинс ярим ўтказгичга импулсли кучли электрик майдон таъсирида электронларни қўзғалган ҳолатга ўтказиш;

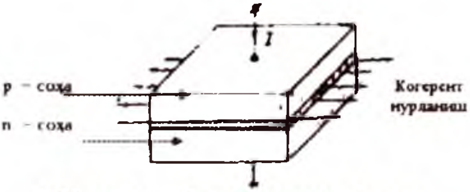
3) электронларнинг тўғри бўлмаган ўтиши ҳолида уларни юқори сатҳларга ўтказиш;

4) ярим ўтказгичга тезлантирилган (энергияси ўн ва юзларга кэВ бўлган) электронлар билан таъсир қилиш;

5) интенсивлиги катта бўлган ёруғлик билан ярим ўтказгични нурлантириш

усуллари қўлланилади.

Биз биринчи усулда ишлайдиган лазерни <u>инжекцион лазерни</u> кўрамиз (V.20-расм).



V.20-расм. p-n ўтишли инжекцион лазер

p-n ўтишнинг иккала томони айниган деб ҳисоблаймиз. Агар бундай p-n ўтишга тўғри кучланиш берилса, p-n ўтишнинг потенциал тўсиғи пасаяди, унинг чегараларида ноасосий заряд ташувчилар зичликлари ортиб кетади. Бинобарин, ўтказувчанлик зонасидаги электронлар валент зонадаги коваклар билан жадал рекомбинациялаша бошлайди, бу ўтишлар оқибатида ажраладиган энергия фотон сифатида нурланади. Бундай ҳодиса юз бериши учун $V > E_g/e = \hbar\omega/e$ бўлиши зарур.

Бу ҳолда яримўтказгич лазер ишлаётган вақтда p-n ўтишдаги потенциал тўсиқ деярли йўқолиб кетади, туннел эффекти юз бермайди.

Инжекцион лазернинг афзаллиги унинг узлуксиз режимда ишлаши бўлиб, Ф.И.К. 100% га қадар етиши мумкин. Унинг камчилиги шуки рекомбинацияланиш соҳаси d жуда тор бўлиб қуввати жуда кичикдир. Рекомбинация натижасида чиқадиган фотоннинг такрорийлиги $\omega \approx E_g/\hbar$ бўлади. p-n ўтишнинг иккала томони ҳам айниган ҳолатда бўлса, электронни валент зонадан ўтказувчанлик зонасига ўтказиш учун $E_g + E_{Fp}(E_{Fn})$ энергия керак. Нурланган фотон энергияси бунга етарли эмас. Шу сабабли нурланган фотонлар ташқарига чиқиши мумкин. Бунда E_{Fn}, $E_{Fp} > \hbar\omega$ бўлганда ютилишдан рағбатланган нурланиш устун бўлади. Фотонлар оқими (ёруғлик нури) муайян йўналиш олгандагина лазер эффекти юзага келади. Бунинг учун p-n ўтишли кристаллнинг иккита қарама-қарши ён томони сайқалланади. Шу томонга тик тушган нур кучаяди ва ташқарига юпқа даста шаклида чиқарилади.

Бунинг сабаби шуки биз қараётган лазердаги етарлича ташқи кучланиш токи таъсирида рағбатлантирилган (мажбурий) нурланиш хосил қилган фотонлар фазаси, такрорийлиги ва йўналиши бир хил бўлади, яъни лазер нурланиши когерент бўлади. Маълумки фақат когерент нурланишлар интерференцияланиб бир-бирини кучайтириши мумкин.

Яна шуни айтиш керакки, p-n ўтишга кичик тўғри кучланиш берилса, лазерда ўз-ўзича ва когерент нурланиш вужудга келади. Фақат ток ўзининг қандайдир $j_{бўс}$ қийматига эришганда лазернинг фаол соҳаси (p-n ўтиш ХЗС ва ёндош қатламлар) монохраматик ва қатъий йўналган ёруғлик нури чиқаради.

Хозир инжекцион лазерлар тўғри зонали ярим ўтказгич бирикмалар (GaAs, PbTe, PbSe ва х.к.) ва қаттиқ эритмалар асосида тайёрланади, улар 0.9 дан 28 мкм гача когерент нурланиш оралиғида ишлайди. Аммо, гомоўтишлар асосидаги лазерлар $j_{бўс}$ нинг жуда катта қийматларидагина ишлай олади. Масалан, GaAs p-n ўтиши ҳолида $j_{бўс} = 5 \cdot 10^4$ А/см^2. Диоднинг кучли қизиши лазернинг узлуксиз маромда ишлашига имкон бермайди. Улар фақат паст температураларда шундай маромда ишлайди. Юқоридаги мулоҳаза туфайли $j_{бўс}$ ни камайтириш чоралари тадқиқланган.

$nAl_xGa_{1-x}As$-$pGaAs$ гетероўтишли инжекцион лазерлар гомоўтишлар асосидаги лазерлардан бир мунча афзалликларга эга. Масалан, уларда $j_{бўс} \leq 10^3$ А/см^2 қийматга эришилган, бу эса хона температурасида узлуксиз маромда ишлаш имконини беради.

Айрим хулосалар:

1. Инжекцион лазерлар катта қувватли монохроматик (спектрал чизиқ кенглиги 0.1 1А) нурланиш бера олади. Масалан, GaAs асосидаги лазер 10 К да узлуксиз маромда (режимда) 10 Вт чиқиш қуввати, импулсли режимда 78 К да юзларча Вт, 330 К да ўнларча Вт чиқиш қувватига эга. Уларнинг Ф.И.К. хам юқори (~ 80%).

2. Лазер нурланиши тўлқин узунлигини бошқариш имконияти бор. Масалан, буни гидростатик босим орқали амалга ошириш мумкин.

3. Инжекцион лазерлар саноатда, хусусан, толали оптик алоқа системаларида, молекуляр ва атомар спектроскопия соҳасидаги тадкиқотларда, юқори ажратишли газ спектроскопияда, атмосфера ифлосланишини назорат килишда кенг қўлланади.

V.10. Радиацион нурларни қабуллагичлар

Модда ичига кира оладиган юқори энергияли нурланиш зарралари ва фотонлари ярим ўтказгичдан ўтаётиб унинг атомларини ионлаши мумкин. Энергиясига қараб ҳар бир зарра ёки ҳар бир фотон ярим ўтказгичда кўп миқдорда эркин электрон ва коваклар жуфтларини ҳосил қила олади. Бундан ташқари, ўша нурланиш таъсирида кристал панжара атомлари мувозанатий вазиятидан силжиб турли нуқсонлар пайдо бўлиши ҳам мумкин. Масалан, германийни юқори энергияли электронлар билан нурлантирилса ярим ўтказгичнинг тақиқланган зонасида акцептор сатҳлар шаклланади: n Ge ни 1 МэВ энергияли электронлар билан нурлантирилганда унинг ўтказувчанлиги камайиши кузатилган. Ҳосил бўлган акцептор нуқсонлар зичлиги асосий заряд ташувчилар (электронлар) зичлигига тенглашганда ўтказувчанлик энг кичик бўлади. Нурлаш давом эттирилса, коваклар зичлиги ортиб боради ва ўтказувчанлик ўсади. p Ge ни юқори энергияли электронлар билан нурланганда унинг ўтказувчанлиги ортишини фаҳмлаш қийин эмас.

Ярим ўтказгични секин нейтронлар билан нурлаганда дастлабки кристалда ёт элементлар киришмалари пайдо бўлади. Масалан, германийни нейтронлар билан нурлаганда галлий ва арсений киришмалари пайдо бўлади. Галлий атомлари арсенийникидан 3 марта тезроқ ҳосил бўлгани учун галлий киришмаси ўтказувчанликка асосий ҳисса қўшади, германий ковак ўтказувчанликка эга бўлиб қолади.

Ярим ўтказгични тез нейтронлар билан нурлаганда радиоактив аврилишлар билан бир қаторда турли нуқсонлар ҳам пайдо бўлади. Умуман айтганда, юқорида айтилган нуқсонлардан бошқа яна бир неча тур нуқсонлар вужудга келади, улар бир неча босқичли жараёнлар оқибати бўлиши, турли бирлашмалар ташкил қилиши мумкин. Бу масалалар ярим ўтказгичларнинг радиацион физикаси бўлимида батафсил кўрилади [23].

Кирувчи радиацияни (нурланишни) қабуллагичлари поликристал яримўтказгичлар асосида тайёрланади. Масалан, бундай қабуллагич асоси ўтказувчан тагликка (вакуумда буғлантирилиб) ўтказилган CdSe ёки CdS нинг поликристал қатлами бўлади. Таглик бир вақтда қабуллагич электродларидан бири вазифасини бажаради. Иккинчи электрод поликристал ярим ўтказгич қатлам сиртига ўтказилади. У юпқа бўлиб, рентген ва γ нурланишлар учун шаффоф (тиниқ) бўлади. Демак, электродлар қарама қарши сиртларда жойлашган.

Рентген ва γ нурланишга CdS, CdSe дан тайёрланган фоторезисторлар ҳам сезгир бўлади, аммо уларнинг сезгирлиги нурланиш кабуллагичларникидан икки тартиб кам.

Поликристаллар асосидаги қабуллагичлар вақтий доимийси, бинобарин, уларнинг инерционлиги катта.

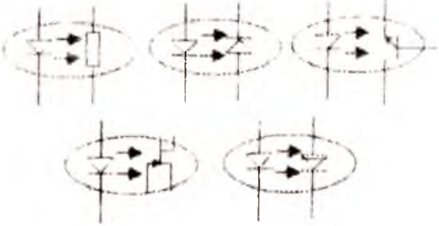
p n ўтишли монокристаллар асосида тайёрланадиган қабуллагичларни p n ўтишга тескари кучланиш берилган ҳолда ишлатилади. Нурланиш ютилишидан пайдо бўлган заряд ташувчилар тескари токни ошириб юборади. p кремнийга ёки германийга литий атомлари диффузияланади, сўнг литий ионлари дрейфланади. Литий Si ва Ge учун донор киришма бўлгани учун у фавқулодда катта диффузия коэффициентига эга, литий ионлари эса катта ҳаракатчанликка эга. Кремний қабуллагичлари тайёрлашда юқори омли ва бор (B) киритилган кремнийнинг қалин (10 мм дан ортиқ) монокристал пластиналаридан фойдаланилади. Пластинанинг бир томонидан литий қиёсан пастроқ температурада (300 600°C) ва бир неча минутда киритилади. Ҳосил бўлган p n ўтишга тескари кучланиш бериш билан бир вақтда кристални 200°C гача қиздирилади. Катта ҳаракатчанликли литий ионлари электрик майдонда кўчади, p n ўтишдаги бор (B) ионлари зарядини ёки дастлабки ўтказувчанликни компенсациялайди. Ана шундай усулда қалин p n ўтишли диодлар тайёрланади.

Бундай қабуллагичлар юқори энергияли узокка учадиган зарраларни қайд қилишда ва спектрал характеристкасини олишда қўлланилади.

V.11. Оптожуфтлар ва оптоэлектрон микросхемалар
V.11.1. Оптожуфтлар

Орасида оптик алоқа бўлган ва электрик изоляция таъминланган нурланувчи ва фотоқабулловчи элементлардан иборат бўлган оптоэлектрон ярим ўтказгичли асбобни оптожуфт дейилади.

Оптожуфтнинг бир элементи сифатида инфрақизил нур чиқарувчи диод қўлланади, иккинчи элемент сифатида фоторезистор, фотодиод, қўш кутбли фототранзистор, бир ўтишли фототранзистор ёки фототиристор ишлатилади. Оптожуфт элементлари умумий корпусга жойланади (V.21 расм).



V.21 расм. Оптожуфтлар

Оптожуфтларда кираётган электрик сигнални кучайтириш ёки ўзгартириш қуйидагича юз беради. Кирувчи ток ярим ўтказгич нурланувчи орқали ток ўзгарганида унинг нурланиши қуввати ҳам, фотоқабулловчи элементга тушаётган фотонлар оқими ҳам ўзгаради. Бунда, масалан, фоторезисторнинг қаршилиги ўзгаради. Бир ўтишли фототранзистор оптожуфтнинг фотоқабулловчи элементи сифатида фоторезистор, фотодиод, фотоэлемент ўрнида ишлаши мумкин. Оптожуфт элементлари орасида яхши оптик алоқа бўлишлиги учун уларнинг спектрал характеристкалари анча яқин мос келиши зарур.

V.11.2. Оптоэлектрон микросхемалар

Ҳар қандай оптоэлектрон интеграл микросхеманинг (ОИМ) мажбурий қисми у ёки бу оптожуфт бўлади. Талабларга мувофиқ, оптожуфтнинг фотоқабулловчи элементи сифатида юқорида санаб ўтилган элементлардан бири қўлланилади. Уларнинг ҳар бири ўз афзалликлари ва ўз камчиликларига эга.

Оптоэлектрон интеграл схемаларнинг бир қатор муҳим фазилатлари бор.

1. Кучли функционал (оптик) алоқа сақлангани ҳолда бошқарувчи занжирларнинг ижрочи занжирлардан деярли идеал равишда галваник ажратилганлиги.

2. Алоқа оптик каналларининг халакитлардан ҳимояланганлиги, бу хосса фотонларнинг зарядий нейтраллиги оқибатидир. Сигнални узатиш йўлида фотонлар оқими электрик ва магнитик майдонлар пайдо қилмайди. Бу хосса асосида кўп каналли мураккаб алоқаларни бажариш мумкин.

3. Алоқа оптик канали бўйича ахборотни узатиш учун йўналишининг, интенсивликнинг, спектрал таркибнинг, қутбланишининг ёки тебранишлар фазасининг ўзгаришларидан фойдаланиш мумкин. Бу эса ахборотни параллел ишланиши имкониятини очиб беради.

4. ОИМ воситасида чиқувчи ахборотни, шунингдек, оптоэлектрон қурилманинг айрим қисмлари ҳолати ҳақидаги ахборотни ёруғлик сигналлари ёки кўз кўрадиган тасвир (образ) кўринишда бериш мумкин, бу бевосита, кўз назорати ва саноқланиш амалга ошириш имконини беради.

Назорат учун саволлар

1. Яримўтказгичлар фотоўтказувчанлигини тушунтиринг.
2. Фоторезистор нима ва унинг қандай параметрлари бор?
3. Оптик генерация нима?
4. Рекомбинацияни ва унинг турларини тушунтиринг.
5. Фототокнинг кучайиши нимадан иборат?
6. Дембер эффекти нима?
7. Фотомагнитик эффект нима?
8. МДЯ тузилмаларда фотоэлектрик ҳодисалар қандай кечади?
9. p-n ўтишли тузилмаларда фотоэлектрик ҳодисаларни тушунтиринг.
10. Фотодиод нима ва унинг қандай характеристикалари бор?
11. Поликристал яримўтказгичларда қандай фотоэлектрик ҳодисалар учрайди?
12. Фототранзистор ишлаш принципини тушунтиринг.
13. Фототиристор ишлаш принципини тушунтиринг.
14. Фотоварикап нима ва унинг қандай характеристикалари бор?
15. Координата сезгир фотоасбоблар қандай принципда ишлайди?
16. Қуёш элементлари нима ва уларнинг ф.и.к. қандай аниқланади?
17. Концентраторли қуёш модулларининг аҳамиятини айтиб беринг.

18. Юкори кучланишли фотоэлектрогенераторлар кандай сохаларда кўлланилади?
19. Инжекцион ва кўчкили фотодиодлар ишлаш принципини тушунтиринг.
20. Ёруғлик нурлантирувчи диодлар, инжекцион лазерлар ишлаш принципи ва турларини айтиб беринг.
21. Радиацион нурларни кабул килгичлар хакида нима биласиз?
22. Оптожуфтлар ва оптоэлектрон микросхемаларнинг кўлланилиш сохаларини таърифлаб беринг.

VI БОБ

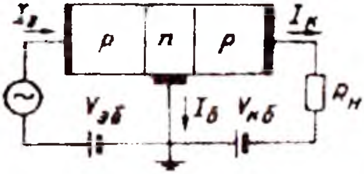
ТРАНЗИСТОРЛАР

Транзисторлар сўзи инглизча «transfer resistor» сўзларидан келиб чиққан, у қаршиликни ўзгартирувчи маъносини англатади.

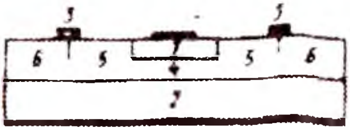
Хозир транзисторларнинг бир неча тури ишлаб чиқилади: қўшқутбий транзистор, метал-оксид-ярим ўтказгич (МОЯ) транзистор, фототранзистор ва ҳ.к.

VI.1 Қўш қутбли транзисторлар

VI.1 расмда p-n-p туридаги транзисторнинг умумий база схемасида уланиши тасвирланган.



VI.1 – расм. p–n–p қўш қутбий транзистор умумий база схемасида уланган



VI.2 – расм. Ҳақиқий транзистор тузилишидан бири: 1 – эмиттер 2 – коллектор 3 – база электроди 4 – актив қисм 5 – пассив қисм 6 – чекка қисм

Ундан кўринишича, транзистор уч қатламли бўлиб, унда бир ярим ўтказгич кристалида икки p-n ўтиш жойлашган ва улар оралиғи ноасосий заряд ташувчиларнинг диффузион узунлигидан анча кам бўлади. Унинг учта (ёки оргтик) чиқиш электродлари бор. Транзисторнинг қўш қутбий деб аталиши ундаги жараёнларда ҳар икки хил заряд ташувчилар (электронлар ва коваклар)нинг иштирок қилишидан келиб чиққан.

Икки p-n ўтиш орасида жойлашган соҳани (VI.1 расмда n соҳа) база дейилади. Транзисторнинг асосий вазифаси базага ноасосий заряд ташувчиларни киритиш (инжекциялаш) бўлган соҳасини (VI.1 расмда чапдаги p-соҳа) эмиттер (киритувчи) дейилади, тегишли p-n ўтишни эмиттер ўтиш дейилади.

Транзисторнинг асосий вазифаси базадан заряд ташувчиларни олиб кетиш (экстракция қилиш) бўлган соҳасини (VI.1 расмда

ўнгдаги p соҳа) <u>коллектор</u> (йиғувчи) дейилади, тегишли p-n ўтишни <u>коллектор ўтиш</u> дейилади.

Одатда эмиттерда заряд ташувчилар зичлиги базадагига нисбатан катта, коллекторда эса нисбатан кичик.

Агар эмиттер ўтишда тўғри кучланиш, коллектор ўтишда тескари кучланиш бўлса, транзисторнинг бу уланишини нормал уланиш дейилади ва аксинча бўлса, инверс уланиш бўлади.

Нормал уланиш шароитида ишлаётганда транзистор актив (фаол) режимда (маромда) ишлаётир дейилади. Иккала p-n ўтиш тескари йўналишда уланган бўлса, бу ишлашни кесиш режими, агар иккаласи ҳам тўғри йўналишда уланган бўлса, бу ҳолатни тўйиниш режими дейилади.

Транзисторнинг актив ишлаш режимида базанинг заряд ташувчилар ўтадиган эмиттер ва коллектор орасидаги қисмини <u>актив қисм</u>, эмиттер ва база электроди орасини <u>пассив қисм</u>, база электродидан четки соҳани <u>чекка қисм</u> дейилади.

Транзисторнинг учта уланиш схемаси фарқланади: умумий эмиттерли, умумий базали, умумий коллекторли уланишлар. Кучланишлар унга нисбатан уланадиган ва бериладиган электродни умумий дейилади. Агар умумий базали схемада кириш занжири сифатида эмиттер занжири олинса, чиқиш занжири сифатида коллекор занжири олинади, транзисторнинг кучайтириш хоссалари намоён бўлади. Умумий эмиттерли схемада база занжири кириш, коллектор занжири чиқиш бўлади. Умумий коллекторли схемада база занжири кириш, эмиттер занжири чиқиш бўлади.

Транзисторнинг асосий хоссаларини унинг турли занжирларидаги токлар ва кучланишлар орасидаги муносабат, уларнинг ўзаро таъсири аниқлайди. Транзистор доимий токда, кичик ва катта ўзгарувчан сигналларда ва импулсли сигналларда ишлаши мумкин.

VI.1.1. p-n-p транзисторда стационар ўзгармас токлар

Юқорида айтилганидай, эмиттер соҳаси кучли даражада легирланган (унда коваклар зичлиги катта), база нисбатан кучсиз легирланган (унда электронлар зичлиги кичик), коллектор соҳасида коваклар зичлиги n-базадаги электронлар зичлигидан кам. База соҳасида киришма текис тақсимланган (n_n=const).

Базанинг кенглиги d коваклар диффузион узунлигидан анча кам бўлсин.

Транзисторга фақат ўзгармас кучланишлар берилган. Эмиттер ва база орасида тўғри йўналишда $V_э$ кучланиш, коллектор ва база орасида тескари йўналишда $V_к$ кучланиш мавжуд бўлсин (актив

режим). Кичик кучланишлар соҳасида $V_э$ эмиттер ўтишига, $V_к$ коллектор ўтишга тушади. Бу ўтишларнинг база билан чегараларида (VI.1расмга қаранг) коваклар зичлиги ўзгаради, яъни эмиттер ўтиш чегараси x=0 да;

$$p(0)=p_n\exp\left(\frac{eV_э}{кT}\right), \qquad (VI.1)$$

коллектор ўтиш чегараси x=d да;

$$p(d)=p_n\exp\left(-\frac{eV_к}{кT}\right). \qquad (VI.2)$$

p_n ҳамма вақтдагидай базадаги коваклар мувозанатий зичлиги. Кичик токлар ҳолида базадаги дрейф ток диффузион токдан анча кам бўлганлиги туфайли базада коваклар тақсимотини қуйидаги диффузион тенгламадан аниқланади (III.28 ифода);

$$\frac{d^2p}{dx^2}-\frac{\Delta p}{L_p^2}=0 \qquad (VI.3)$$

Бу тенгламанинг (VI.1) ва (VI. 2) чегаравий шартларга мувофиқ ечими

$$\Delta p=[pn|sh(d\setminus L_p)]\left[\left(\exp\frac{eV_э}{kT}-1\right)sh\frac{d-x}{L_p}-\left(1-\exp\left(-\frac{eV_k}{kT}\right)\right)sh\frac{x}{L_p}\right]. \qquad (VI.4)$$

Энди эмиттер ва коллекторнинг коваклар токини аниқлаймиз:

$$J_{pэ}=-eDp\frac{dp}{dx}\Big|_{x=0}=\frac{eDpPn}{Lp}\left[\left(\exp\frac{eV_э}{kT}-1\right)ctx\frac{d}{Lp}+\left(1-\exp\left(-\frac{eV_k}{kT}\right)\right)\csc h\frac{d}{Lp}\right]$$

(VI.5)

$$J_{PK}=D_P\frac{dp}{dx}\Big|_{x=d}=$$

$$\frac{eD_pP_n}{L_p}\left[\left(\exp\frac{eV_э}{кT}-1\right)\csc h\frac{d}{L_p}+\left(1-\exp\left(-\frac{eV_k}{kT}\right)\right)cth\frac{d}{L_p}\right] \qquad (VI.6)$$

Агар базада рекомбинация мавжуд бўлса, рекомбинацион ток

$$J_r=J_{pэ}-J_{pk}. \qquad (VI.7)$$

Ишчи режимида $V_к$ >>кT/e, бинобарин, $\exp(-eV_k/kT)\cong 0$.

Рекомбинацияни камайтириш мақсадида база юпқа қилинади, яъни d/L_p<<1 бўлади. Гиперболик функцияларни d/L_p бўйича қаторга ёйиб, $\exp(eV_э/kT)$»1 эканлигини эътиборга олиб, (VI.5-(VI.7) ифодаларни соддалаштирамиз:

$$I_{pэ} = \frac{eD_p p_n}{L_p}\left\{\left[1+\frac{1}{3}\left(\frac{d}{L}\right)^2\right]\exp\left(\frac{eV}{kT}\right)\right\} \qquad (VI.5')$$

$$I_{pk} = \frac{eD_p p_n}{L_p}\left\{\left[1-\frac{1}{6}\left(\frac{d}{L}\right)^2\right]\exp\left(\frac{eV}{kT}\right)\right\} \qquad (VI.6')$$

$$I_Б = \frac{eP_n d}{2L_p}\left[\exp\left(\frac{eV}{kT}\right) - 2\right]. \qquad (VI.7')$$

Транзистор асосий параметрлари қуйидагича аниқланади.

1. Транзисторнинг эффективлиги (самарадорлиги) β коллекторнинг коваклар токининг эмиттернинг коваклар токига нисбати билан тавсифланади:

$$\beta = \frac{J_{pk}}{J_{pэ}} = sch\frac{d}{L_p} \approx 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{d}{L_p}\right)^2 . \qquad (VI.8)$$

Бу катталикни узатиш коэффициенти ҳам дейилади. 1-β катталик рекомбинацион йўқотишларини ифодалайди:

$$1-\beta \approx \frac{1}{2}\left(\frac{d}{L_p}\right)^2 \qquad (VI.9)$$

2. Эмиттернинг эффективлиги. Эмиттернинг тўла токи таркибига базадан келаётган электронлар токи ҳам киради. Эмиттер p соҳаси қалинлиги L_n диффузион узунликдан катта бўлса, мазкур ток

$$J_{nэ} = \frac{eD_n n_э}{L_n}\left[\exp(eV/kT) - 1\right]. \qquad (VI.10)$$

Тўла эммитер токи $J_э = J_{pэ} + J_{nэ}$

Эмиттер коваклар токининг тўла эмиттер токига нисбати эмиттернинг γ эффективлигини (самарадорлигини) аниқлайди:

$$\gamma = J_{pэ}/J_э = J_{pэ}/(J_{pэ} + J_{nэ}). \qquad (VI.10').$$

Юқоридаги ифодаларга асосан,

$$\gamma \approx 1/\left[1 + \frac{\mu_n n_n d}{\mu_p p_э L_n}\right] \approx 1 - \frac{\mu_n n_n d}{\mu_p p_э L_n}. \qquad (VI.10'').$$

Коллектор токи таркибига ҳам коллектордан базага кирувчи J_{nk} электронлар токи ҳам киради, аммо у ҳамма ҳолларда коваклар токидан кичик, яъни

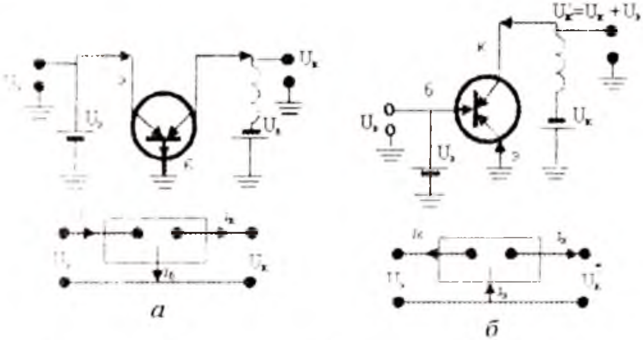
$$J_k = J_{pk} = \beta J_{pэ} = \beta\gamma J_э. \qquad (VI.11)$$

Базанинг тўла токи

$$J_б = J_{nэ} + J_r - J_{nk} = (1-\beta\gamma)J_э - J_{nk} \qquad (VI.12)$$

VI.1.2. Паст такрорийликда транзистор параметрлари

(VI.6') ифодага асосан, коллектордаги токни база ва эмиттер орасидаги $V_э$ кучланиши аниқлайди. Уни ўзгартириб эмиттердан база орқали коллекторга бораётган коваклар оқимини ўзгартириш мумкин.



VI.3-расм. Транзисторнинг умумий базали (а), умумий эмиттерли (б) схемаларда ишлаши

Масалан, умумий базали схемада ишлатганда (VI.3,а расм) эмиттер база ўтишга ўзгармас $V_{э0}$ кучланиш билан бирга $U_э = V_{э1}e^{iwt}$ ўзгарувчан кучланиш берилган бўлсин. Бу ҳолда коллектор база ўтишдаги қаршиликда $U_к$ сигнал ҳосил бўлади. Кичик $V_{э1} < kT/e$ сигнал ҳолида коллектордаги ўзгарувчан кучланиш амплитудаси $V_{k1} < V_k$ бўлса, бу ҳолда транзисторнинг параметрлари ўзгарувчан кучланишга боғлиқ бўлмайди, эмиттернинг ўзгарувчан токи $i_э = J_{э1}exp(iwt)$, коллекторники $i_k = J_{k1}exp(iwt)$ ва базанинг токи

$i_б = i_э - i_k$ ўзгарувчан кучланишлар $U_э$ ва U_kнинг чизиқли функциялари бўлади:

$$\left.\begin{aligned} i_э &= y_{11}U_э + y_{12}U_к \\ i_к &= y_{21}U_э + y_{22}U_к \\ i_б &= (y_{11} - y_{21})U_э + (y_{12} - y_{22})U_к \end{aligned}\right\} \qquad (VI.13)$$

Бу ифодадаги y_{11}, y_{22}, y_{12}, y_{21} кириш, чиқиш ва ўтиш ўтказувчанликлари дейилади.

(VI.5') ва (VI.10) ифодаларга мувофиқ эмиттернинг кириш ўтказувчанлиги:

$$y_{11}=\left(\frac{\partial J_э}{\partial U_э}\right)_{V_k}=\left(J_{ne}+J_{pe}\right)\frac{e}{kT}=J_э\frac{e}{kT} \qquad (VI.14)$$

бу ерда Jкj·S тўла токлар.

Ўтиш ўтказувчанлиги учун ҳам ифода олинади:

$$y_{21}=\left(\frac{\partial J_k}{\partial V_Э}\right)_{V_K}=\beta\gamma J_э\frac{e}{kT}$$

Бошқа ўтказувчанликлар:

$$y_{22}=\left(\frac{\partial J_k}{\partial V_k}\right)_{V_э},\; y_{12}=\left(\frac{\partial J_Э}{\partial V_K}\right)_{V_э}$$

ифодасини чиқаришда транзистор базаси ёки коллектор соҳаси эвазига коллектор p n ўтишнинг $\mathcal{L}_k$ кенглигининг ўзгариши ҳисобга олинади.

Оқибат натижада d«L$_p$ бўлган ҳол учун:

$$y_{22}=\frac{\gamma J_э \xi_{э}}{2d\; V_K}\left(1-\frac{1}{3}(1-\beta)\right), \qquad (VI.16)$$

$$y_{12}=\frac{\gamma J_э \xi_{э,к}}{2d\; V_K}\left(1-\frac{4}{3}(1-\beta)\right). \qquad (VI.17)$$

Транзисторларнинг параметрларини билган ҳолда ток ва кучланиш бўйича энг катта кучайтириш коэффицентларини ҳисоблаш мумкин.

Умумий базали схемада ток бўйича энг катта кучайтириш коэффиценти α коллектор занжири қисқа уланган ҳолда (ўзгарувчан кучланиш бўйича) коллектор токининг эмиттер токига нисбатига тенг, яъни

$$\alpha=\left(\frac{i_K}{i_Э}\right)_{U_K=0}=\frac{y_{21}}{y_{11}}=\beta\gamma=\frac{sch\left(d/\;L_P\right)}{1+\left(D_n n_э L_P/\;D_p p_n L_n\right)\; th\;\left(d/L_P\right)} \qquad (VI.18)$$

Бу схемада α ҳамма вақт 1 дан кичик, аммо унга яқин бўлиши мумкин. Аммо, катта тескари кучланишлар берилганда коллектор p n ўтишда зарбий ионланиш ва бошқа кучли майдон ҳодисалари оқибатида электрон ковак жуфтлари ҳосил бўлиши мумкин. Бу ҳолда коллектор токи эмиттер токидан ортиб кетиши ва ток бўйича кучайтириш коэффиценти α бирдан катта бўлиб олиши мумкин.

Транзисторни кучайтиргич сифатида кўпинча умумий эмиттерли схемада қўлланади (VI.3,б-расм). Бу ҳолда ток бўйича энг катта кучайтириш коэффиценти α' база токининг эмиттер токига нисбатига тенг, яъни

$$\alpha' = \left(\frac{i_б}{i_э}\right)_{U_к=0} = \frac{\alpha}{1-\alpha}. \qquad (VI.19)$$

Бу схемада α' бир неча ўнларга тенг бўла олади.

Умумий базали схемада кучланиш бўйича энг катта кучатириш коэффиценти

$$\mu = \left(\frac{U_K}{U_э}\right)_{I_к=0} = -\frac{y_{21}}{y_{22}} = -\frac{eV_K}{kT}\frac{2d}{к}\left(1-\frac{1}{3}\left(\frac{d}{L_p}\right)^2\right) \qquad (VI.20)$$

Умумий эмиттерли схемада чиқиш кучланиши

$$U_k' = U_k + U_э,$$

лекин ҳамма ҳолда $|U_K| \gg |U_э|$ бўлганлиги туфайли кучланиш бўйича кучайтириш коэффиценти амалда иккала ҳолда ҳам бирдай. Яна шуни таъкидлаш керакки, базада тушадиган кучланиш транзистор параметрларига таъсир кўрсатади.

Инжекция даражасининг ошиши ҳам транзисторнинг асосий параметрларига таъсир кўрсатади. $p(0) >> n_n$ бўлганда кириш ўтказувчанлиги 2 марта камаяди:

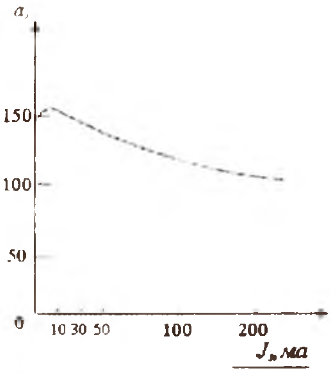
$$y_{11} = y_{22} = \left(\frac{\partial J_э}{\partial V_э}\right)_{V_к} = \frac{eJ_э}{2kT} = \frac{y_{11}^0}{2}, \qquad (VI.21)$$

Бу ҳолда эмиттернинг эффективлиги муҳим даражада камаяди, чунки электронлар токи тез ўсиб боради. Бу эса, умумий эмиттерли схемада ток бўйича кучайтириш коэффицентининг камайишига олиб келади.

Инжекция даражаси катта бўлганда базада кучланиш тушиши каттаяди, бу ҳодисани ҳам эътиборга олиш зарур бўлади.

VI.1.3. Транзистор параметрларининг такрорийликка боғланиши. Юқори такрорийликли (ЮТ) транзисторлар

Транзисторнинг юқори такрорийликдаги токларини ҳисоблаш учун вақтий диффузион тенгламаларни ечиш керак. Эмиттернинг эффективлиги $\gamma \cong 1$ бўлганлиги ҳолда уни такрорийликка боғлиқ эмас, деб ҳисобласа бўлади. Дастлаб диффузион тенгламани ечиб, база коваклар зичлиги тақсимоти топилиб сўнгра унинг асосида эмиттер ва коллектордаги ўзгарувчан $i_э$ ва i_k токлар аниқланади.



VI.4 расм. α' нинг инжекция даражасига боғланиши

Уларнинг ифодаларидан фойдаланиб, транзисторнинг такрорийликка боқлиқ параметрлари топилади.

Умумий базали схемада ток бўйича кучайтириш коэффиценти

$$\alpha = \frac{i_k}{i_э}\Big|_{U_к=0} = \frac{y_{21}}{y_{11}} = \alpha_0 \frac{ch\Omega\cos\Omega - ish\Omega\sin\Omega}{sh^2\Omega + \cos^2\Omega} = \alpha(\omega) \qquad (VI.22)$$

ифодага эга бўлади, бунда α_0 паст такрорийликдаги кучайтириш коэффициенти, $\Omega = (\omega\tau_d)^{1/2}$, аммо τ_d - база орқали новсосий заряд ташувчиларнинг (дрейф) ўтиш вақти:

$$\tau_d = d^2/D_p = \tau_p d^2/L_P^2 \qquad (VI.23)$$

(VI.22) ифодадан кучайтириш коэффицентининг мутлақ қиймати

$$|\alpha| = \alpha_0\sqrt{2}(ch2\Omega + \cos 2\Omega)^{-1/2} \qquad (VI.24)$$

келиб чиқади. i_k ва $i_э$ орасидаги φ фазалар фарқи α нинг мавҳум ва ҳақиқий қисмлари нисбатидан аниқланади:

$$\text{tg}\,\varphi = \frac{\text{Im}\,\alpha}{\text{Re}\,\alpha} = -th\Omega tg\Omega \qquad (VI.25)$$

Транзисторнинг ω_α чегаравий такрорийлиги $|\alpha|$ нинг α_0 га нисбатан $\sqrt{2}$ марта камайиши шартидан аниқланади. Бу шартни (VI.24) ифодага қўйилса, ω_α ни топиш учун

$$ch2\Omega_\alpha + \cos 2\Omega_\alpha = 4 \qquad (VI.26)$$

тенглама ҳосил бўлади. Бу тенгламани график ечими $\Omega_\alpha = 1{,}103$, бинобарин,

$$\omega_\alpha = \frac{2\Omega_\alpha^2}{\tau_d} = 2{,}434\left(\frac{d^2}{D_p}\right)^{-1} = \frac{2{,}434}{\tau_d} \qquad (VI.27)$$

Демак, $\omega\tau_d \approx 2{,}4$ бўлганда $|\alpha|$ кучайтириш коэффиценти $\sqrt{2}$ марта камаяди. α ниг камайишининг сабаби юқори такрорийликда базага киритилган ковакларнинг анча қисми коллекторга бориб улгурмай, ўзгарувчан кучланиш йўналиши ўзгариб, орқага қайтади.

Умумий эмиттерли схемада ток бўйича кучайтириш коэффиценти

$$\alpha' = \left.\frac{i_б}{i_k}\right|_{U_K=0} = \frac{\alpha}{1-\alpha} = \alpha'(\omega) \qquad (VI.28)$$

ифодага эга. $\Omega \ll 1$ шартига мос такрорийликларда

$$\alpha' = \frac{\alpha'_0}{1+i\omega\tau_p}, \qquad (VI.29)$$

яъни

$$|\alpha'| = \alpha'_0 / \left(1+(\omega\tau_p)^2\right)^{1/2} \qquad (VI.30)$$

Бундаги α'_0 паст такрорийликдаги кучайтириш коэффиценти. (VI.30)дан чегаравий (критик) такрорийликни аниқлаш мумкин:

$$\omega'_\alpha = 1/\tau_p \qquad (VI.31)$$

Бу такрорийлик умумий базали схемадаги чегаравий такрорийликдан анча кичик ($\tau_p >> \tau_d$). Шунинг учун юқори такрорийликлар соҳасидаги кучайтиргичларда умумий базали схемадан фойдаланилади.

Кучланиш бўйича кучайтириш коэффиценти

$$\mu = -\frac{y_{21}}{y_{22}} = \mu_0 \frac{ch\Omega\cos\Omega - ish\Omega\sin\Omega}{sh^2\Omega + \cos^2\Omega} \qquad (VI.32)$$

(VI.22) ифодага ўхшаш кўринишда бўлади, бинобарин, $\alpha(\omega)$ боғланишга ўхшашдир.

(VI.27) ифодадан кўринишича, ω_α чегаравий (критик) такрорийликни кўтариш учун ё диффузия коэффиценти D_pни ошириш, ёки база кенглигини камайтириш керак.

Такомиллаштирилган p-n-p транзисторларда улар ишлай оладиган энг катта ω_α такрорийлик бир неча юз МГц га етказилган.

Транзисторлар гармоник сигналларни ток ва кучланиш бўйича кучайтиргичлар сифатида қўлланишдан ташқари, яна бошқа мақсадларда ишлатилиши мумкин.

Масалан, транзисторлардан кўпинча импульсли қурилмаларда ва транзистор калит сифатида фойдаланилади. Транзистор импулсли қурилмада ишлаганда унинг чиқишда кучайтирилган импулснинг шакли бузилмаган бўлиши талаб қилинади. Ток импулсини бир қатор гармоник ташкилловчилар йиғиндиси кўринишда ифодалаш мумкин. Транзисторнинг такрорийлик билан боғлиқ хоссаларини билган ҳолда кучайтириш жараёнида импулс шакли бузилишларини баҳолаш мумкин.

Транзистор калит сифатида ишлаганда транзисторнинг чиқишдаги, яъни юклама занжиридаги қаршилиги кирувчи бошқарувчи импулс таъсирида кескин ўзгариши заруp. Бунинг учун кирувчи импулслар амплитудаси транзисторни кесиш (отсёчка) режимидан актив режимга ва кейин тўйиниш режимига ўтказишга етарли бўлиши керак.

Транзисторнинг бошқа яримўтказгич асбоблар каби, хусусий шовқуни бор, у киришда сигнал бўлмагани ҳолда чиқишда ток ва кучланишнинг тартибсиз тебранишларидан иборат. Транзистордаги шовқунларни иссиқлик, питравий ва ортиқчалик шовқунлари турларига ажратилади.

Иссиқлик шовқинлари заряд ташувчиларнинг тартибсиз иссиқлик ҳаракати туфайли яримўтказгичларда зарядларнинг тартибсиз кўчишидан келиб чиқади.

Питравий шовқинлар заряд ташувчилар заряднинг дискретлиги ва уларнинг электрик ўтишлар (масалан: p-n ўтиш) орқали кўчишнинг тасодифий атворлиги билан боғлиқ.

Ортиқчалик шовқинлари эркин заряд ташувчиларнинг нотекис пайдо ва йўқ бўлиши жараёнлари ҳамда тузоқ ҳолатларда заряд ташувчиларнинг тутилиши ва озод бўлиши жараёнлардан келиб чиқади.

Албатта, бу айтилган ҳодисалар махсус таҳлилни талаб қилади. биз бу ерда уларнинг туб моҳиятини эслаб ўтдик, холос.

Ниҳоят қўшқутбий транзисторлар саноатда германий ва кремнийдан тайёрланишини айтиб ўтамиз. Уларнинг бир неча тури мавжуд:

1) Паст такрорийликка мўлжалланган кам қувватли транзисторлар. Уларнинг иичи такрорийлиги 3 МГц дан паст, коллекторида сочиладиган энг катта қуввати 0,3 Вт

2) Юқори такрорийликли (ЮТ) кам қувватли транзисторлар. Ишчи такрорийлиги бир неча 10 МГц.

3) Ўта юқори такрорийликли (ЎЮТ) транзисторлар. Ишчи такрорийлиги 10^3 МГц дан юқори.

4) Қайта улагич транзисторлар. ЎЮТ транзисторлар такрорийликларида ишлайди.

5) Қувватдор транзисторлар. 1,5 Вт дан катта қувватни сочади.

Тайёрлаш технологияси усуллари бўйича қотишмали, диффузион, меза - транзисторлар, ясси (планар), ёки интеграллашган транзисторлар турлари бор.

Қўш қутбли транзисторнинг бир тури дрейфли транзисторлар. Унда махсус технология ёрдамида (киришманинг диффузияси) киришманинг тақсимоти нотекис бўлган жуда юпқа база ($\sim 10^{-4}$см) ҳосил қилинади ва шунинг эвазига транзисторнинг такрорийлик бўйича қўлланиш чегараси анча кенгайтирилади.

Масалан, p-n-p транзисторда n-базада донорлар зичлиги N(x) эмиттер яқинидаги $N_э$ қийматдан коллектор яқинидаги N_k қийматигача камайиб боради. Бу градиент туфайли базада эмиттердан коллекторга томон электрик майдон ҳосил бўлади, у электронларни тормозлайди, коллектор томонга кетаётган ковакларни тезлантиради. Бинобарин, коваклар коллектор томонга диффузия ҳамда дрейф ҳисобига ҳаракатланиб боради, оқибатда уларнинг дрейф транзисторда ҳаракат тезлиги ортади, база орқали учиш вақти камаяди, бу эса транзистор ишлай оладиган такрорийлик чегарасини кўтаради.

Ҳисоблашларнинг кўрсатишича, дрейф транзисторнинг чегаравий такрорийлиги

$$\omega_{\alpha E} = \omega_{\alpha}\frac{m^2}{2(m-1)}$$

бўлади, бунда ω_α -дрейфсиз транзисторнинг чегаравий такрорийлиги [(VI .27)ифодага қ.],

$$m = \ln\frac{N_э}{N_k}.$$

Умумий эмиттерли схемада ток бўйича кучайтириши коэффиценти дрейф транзисторда каттароқ:

$$\alpha'_E = \alpha'_0(2{,}3 \div 4),$$

бунда α'_0 -дрейфсиз транзисторга тегишли кучайтириш коэффиценти.

Дрейфли ва дрейфсиз транзисторларниг бошқа ҳоссалари [7] китобда анча батафсил тавсифланган

Қўш қутбий транзисторларнинг ток бўйича кучайтириш коэффицентлари α ва α' тўғрисида анча батафсил тўхталдик. Кучланиш бўйича кучайтириш коэффиценти μ нинг таърифи ҳам [(VI .20) ифода] берилди. Унинг қаралган ҳам икки схемада ҳам бирдай бўлиши кўрсатилди.

Энди қувват бўйича кучайтириш коэффиценти K_p ифодасини келтирамиз. У ток бўйича кучайтириш коэффиценти α билан кучланиш бўйича кучайтириш коэффиценти кўпайтмасига тенг бўлади:

$$K_p = \alpha \cdot \mu = \frac{J_K}{J_э} \cdot \frac{U_k}{U_э} \quad .$$

Умумий базали схемада $\alpha \sim 1$, агар $U_э \sim (10^{-1} \div 10^{-2})$ва $U_k \sim 10В$ бўлса, $K_p \sim 10^2 \div 10^3$ бўлади. Шуни таъкидлаш зарурки, эмитер токи билан колектор токига деярли тенг бўлгани ҳолда, коллекторнинг қаршилиги R_k эмиттер қаршилигидан $R_э$ анча катта бўлганлигидан ($R_k >> R_э$) тегишли кучланишлар нисбати ҳам ($U_k / U_э$) катта, бинобарин, эмиттерга берилган қувватдан коллекторда ажраладиган қувват анча катта бўлади.

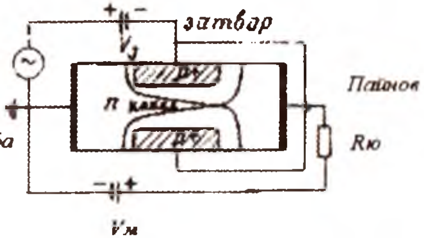
VI. 2. Майдоний транзисторлар

1952 йилда В. Шокли бир қутбли транзисторининг қўш қутбли транзистордан фарқи шундаки, унинг ишлаши ток ўтказувчи каналнинг кўндаланг кесимини ўзгартириш усули билан ярим ўтказгичда асосий заряд ташувчилар токини бошқаришга асосланган. Бунга p-n ўтиш қатламини кенгайтириш ёки торайтириш йўли билан эришилади. Бундай асбобни <u>затвор (бошқарувчи)</u> сифатидаги p-n ўтишли <u>майдоний транзистор</u> деб атаймиз. 1960 йилда бундай асбобнинг бошқа тури таклиф қилинди, унда p-n ўтиш ўрнида затвор вазифасини тўғриловчи метал-ярим ўтказгич контакти бажаради. Уни МЯ- транзистор ёки Шотки тўсиқли майдоний транзистор дейилади.

1960 йилда бутунлай янги асосдаги майдоний транзистор яратилди, унда метал-оксид-яримўтказгич тузилмасида метал электрод иккита тескари йўналишга уланган p-n ўтишлар орасидаги ярим ўтказгичнинг сиртга ёндашган қатлами ўтказувчанлигини бошқаради. Бу асбобни МДЯ (метал-диэлектрик-ярим ўтказгич) ёки МОЯ (метал-оксид-ярим ўтказгич)-транзистор, ёки яккаланган (изоляцияланган) затворли транзистор деб аталади.

VI .2.1. Затвор сифатидаги p-n ўтишли майдоний транзистор. Унинг статик характеристикалари

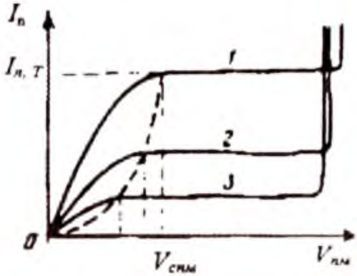
Бундай транзистор тузилиши VI.5 расмда тасвирланган (Умумий манбали схема). Майдоний транзисторнинг иккита омик контакти бор, улардан бирини манба, иккинчисини пайнов дейилади. Манба орқали ярим ўтказгичга асосий заряд ташувчилар (расмдаги ҳолда электронлар) киради, p-n ўтишлар орасидаги каналдан ўтиб пайнов орқали чиқиб кетади.



VI.5 расм. p-n ўтиш затворли майдоний транзистор

Берилган тескари кучланиш қиймати ўзгарганда p-n ўтишлар кенглиги ўзгаради, бинобарин, улар орасидаги ток ўтказувчи каналнинг кўндаланг кесими ва қаршилиги ўзгаради. Шундай қилиб, майдоний транзистор затвор деб аталувчи p^+-n- ўтишдаги кучланиш орқали бошқариладиган резистордир. Транзисторларнинг чиқиш характеристикалари пайнов токи $I_п$ нинг затвордаги кучланиш $V_З$ нинг муайян қийматида, пайнов билан манба орасидаги $V_{пМ}$ кучланишга боғланишидан иборат.

Канал дастлабки ҳолатда омик қаршилик бўлиб, пайновга манбага нисбатан унча катта бўлмаган мусбат потенциал берилса, электронлар манбадан канал орқали пайновга томон ҳаракатланади ва юклама $R_ю$ занжирида $I_п$~$V_{пМ}$ ток оқа бошлайди. Аммо, бу ток пайдо бўлиши билан бирга затвор билан канал орасида потенциаллар фарқи (кучланиш) вужудга келади, унинг катталиги каналнинг манба томондан пайнов томонга қараб аста-секин ортиб боради. p^+-n ўтишлар тескари йўналишда уланган бўлиб қолади ва уларнинг d кенглиги $(V_к+V(x))^n$ га пропорционал равишда (n=1/2 ёки n=1/3) ортиб боради. Натижада каналнинг кўндаланг кесими камаяди ва қаршилиги ортади. ВАХ да токнинг кучланишга чизиқий боғланишидан субчизиқий боғланишга ўтиш кузатилади (VI.6-расм.1-эгри чизиқ).



VI.6-расм. Майдоний транзисторнинг чиқиш характеристикалари. 1-$V_З$=0, 2-$V_{З1}$, 3-$V_{З2}$>$V_{З1}$

Пайновдаги кучланишнинг $V_{пм.кр}$ қийматида p^+-n ўтишларнинг чети пайнов яқинида деярли туташади. Бу ҳолда пайнов I_n токи ўсиши тўхтайди.

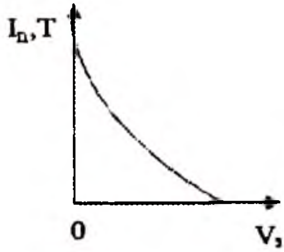
Катта $V_{пм}>V_{пм.кр}$ кучланишлар соҳасида муайян кучланишгача I_n деярли ўзгармайди, аммо, затвор билан каналнинг пайнови яқинида кучланиш p^+-n ўтишларда кўчкисимон тешилиш пайдо қилишга етарли бўлганда кучланишнинг яна озгина ортиши токнинг жуда тез ўсишига олиб келади.

Затворда тескари кучланиш мавжуд бўлганида ҳам чиқиш характеристикаси (VI.6-расм, 2,3 эгри чизиқлар) юқоридаги кўринишда бўлади.

Майдоний транзистор ишлаш қонунияти жиҳатидан вакуумли электрон лампаларга ўхшаш: манба лампанинг катоди, пайнов-аноди, затвор эса тўрга ўхшаш вазифани бажаради.

<u>Майдоний транзисторнинг кириш характеристакалари</u> $V_{пм}$=0 бўлганда p^+–n ўтишнинг ВАХи тескари тармоғидан иборат, яъни $J_З=J_{тес}=J_s[\exp(|V_З|/kT)-1]$. Агар $|V_З|\geq 2{,}3KT/e$ бўлса, кириш характеристикаси тўйинишга ($J_З$=-J_S)эришади. Агар пайновда $V_{пм}\neq 0$ кучланиш бўлса, кириш характеристикалари бошланиши $V_З$ нинг мусбат қийматлари соҳасига томон силжийди. $V_{пм}$=const бўлганда кириш қаршилиги $R_{кир}=R_З=dV_З/dJ_З$ катта бўлади. $V_{пм}$=const бўлган ҳолда тўйиниш токи $J_{п,т}$ нинг затвор кучланишга боғланишини <u>узатиш характеристикаси</u> дейилади. (VI.7-расм).

Узатиш характеристикасининг $V_{пм}$=const бўлгандаги $G_{уз}=dJ_{п.т}/dV_З$ тиклиги майдоний транзисторнинг кучайтириш хоссаларини ифодалайди. Затворга $\widetilde{V}_З$ ўзгарувчан кучланиш берилса, пайнов занжирида $\widetilde{J}_n = G_{уз}\widetilde{V}_З$ ўзгарувчан ток хосил бўлади.



VI.7 расм. Узатиш характеристикаси

Майдоний транзистор чиқиш характеристикасини VI. 8 расмдаги андоза (модел) асосида ҳисоблашдан пайнов токи учун:

$$J_n = \frac{1}{R_{k0}}\left\{V_{nm} - \frac{2\left[(V_k + V_{nm} + V_{nm})^{3/2} - (V_k + V_3)^{3/2}\right]}{3V_{om}^{1/2}}\right\}, \quad (VI.33)$$

пайнов тўйиниш токи учун

$$J_{nT} = \frac{1}{R_{k0}}\left\{\frac{V_{0m}}{3} - (V_k + V_3)\left[1 - \frac{2}{3}\left(\frac{V_k + V_3}{V_{0T}}\right)^{1/2}\right]\right\}, \quad (VI.34)$$

тиклик учун

$$|G_{y3}| = \frac{1}{R_{k0}}\left[1 - \left(\frac{V_k + V_3}{V_{0m}}\right)^{1/2}\right] \quad (VI.35)$$

ифодалар олинган. Бундаги белгилар:

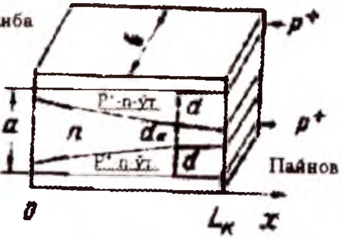
V_k p-n ўтишнинг контакт потенциаллар айирмаси,

V_3 затвор занжиридаги кучланиш,

V_{nm} пайнов ва манба орасидаги кучланиш,

$V_{om}=V_k+V_3+V_{nмт}$ ўтказувчан канал $x=l_k$ ёпилиб қоладигандаги затвор ва канал орасидаги кучланиш отсечка кучланиши, $R_{k0} = L_k/\sigma$ ва тамомила очиқ каналнинг қаршилиги.

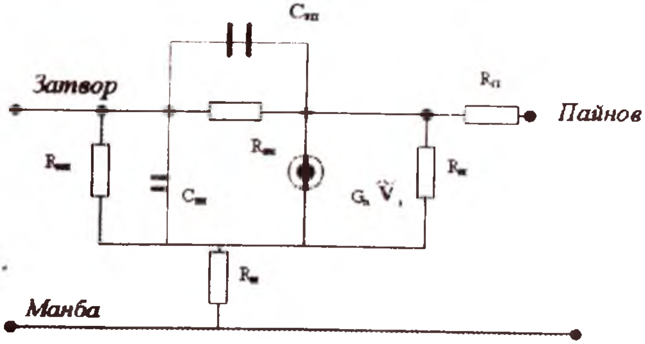
Демак, тиклик G_{y3}нинг катта қийматини олиш, яъни транзисторнинг кучайтиришини кўтариш учун транзисторлар тайёрлашда асосий заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги (бинобарин, σ) катта бўлишлиги зарур.



VI.8 расм. Майдоний транзисторнинг ички қисми тузилиши

Бир вақтда N_d ни ва a ни катталаштириш маъқул эмас чунки бунда тўйиниш режимига эришиш қийин бўлади, ваҳоланки, бу режим асосий иш режимидир.

VI.9 расмда майдоний транзисторнинг эквивалент схемаси келтирилган.



VI.9-расм. p^+n ўтишли майдоний транзисторнинг эквивалент схемаси

Майдоний транзистор хоссаларининг такрорийликка боғланиши иккита омил билан аниқланади: 1)ўзгарувчан сигналнинг манбадан пайновгача етиб бориш (учиш) вақти $t_{уч}$; 2) затвор сиғимининг зарядланиши вақтий доимийси.

Баҳолашларнинг кўрсатишича, $t_{уч}=L_k/\upsilon_d$ затвор сиғимининг зарядланиши вақтидан анча кичик, демак кейинги вақт муҳим. Шу мулоҳаза асосида чегаравий такрорийлик учун

$$v_t = \frac{eN_d\mu_n ba}{2\pi L_k C_{3m}}\left[1-\left(\frac{V_k+V_3}{V_{om}}\right)^{1/2}\right] \qquad \text{(VI.36)}$$

ифода олинади. Бу ифодадан қандай йўллар билан майдоний транзисторнинг такрорийлик хоссаларини яхшилаш мумкинлиги кўриниб турибди.

Айниқса, бунда L_k нинг катталиги аҳамиятли. Масалан, кремний ёки GaAs асосида тайёрланган метал ярим ўтказгич транзисторларда L_k<0,5 мкм бўлганда $\nu_T \geq 30$ ГГц, бироқ, $L_k \cong 0,1$мкм бўлганда $\nu_T \cong 100$ГГц бўлади. Транзистор каналидаги киришмалар зичлиги N_d ни ошириш ҳам ν_T қийматини оширади. Мазкур майдоний транзисторлар температура ўзгаришига юқори даражада чидамли.

VI.3. Изоляцияланган (яккаланган) затворли МДЯ майдоний транзисторлар

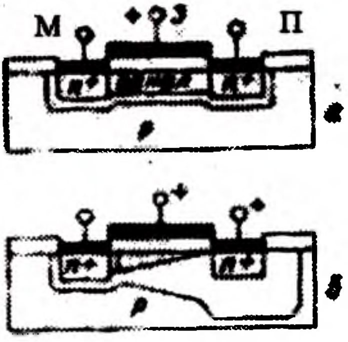
Бундай транзистор МДЯ тузилиш ва иккита n^+ p ёки p n ўтишлардан иборат, кейингилар метал электроднинг диэлектрикка нисбатан диаметрал қарама-қарши томонларида жойлашган. Бунда яхлит қоралангаи қатламлар метал электродларни, тикка чизиқланган қатламлар диэлектрикни, оқ қатламлар ярим ўтказгични тасвирлайди.

Агар диэлектрик сифатида ярим ўтказгич оксиди қўлланса у ҳолда транзистори <u>МОЯ-транзистори</u> дейилади.

МДЯ транзистор VI.10-расмда тасвирланган.

n^+ p-ўтишлардан бири М <u>манба</u>, иккинчиси П <u>пайнов</u> вазифасини бажаради (VI.10,а-расм).

Метал электродли D диэлектрик қатламини З <u>затвор</u> дейилади. Манба билан пайновни диэлектрик–яримўтказгич чегараси яқинида жойлашган ток ўтказувчи инверсион қатлам (расмда n канал) туташтиради. Бу каналнинг (инверсион қатламнинг) затвор электродига муайян ишорали ва катталикли кучланиш бериш йўли



VI.10-расм. МДЯ транзистор: а-$V_{пи}$<0; б-$V_{пи}$>0

билан ҳосил қилинади. Биз қараётган ҳолда (p-тур ярим ўтказгич) затворга, тагликка нисбатан, мусбат потенциал бериш зарур. Бу ярим ўтказгичнинг диэлектрикка ёндашган сиртий қатламига электронлар оқиб келишини ва затвордаги кучланиш муайян қийматга эга бўлганда мазкур қатламнинг ўтказувчанлиги n-тур бўлиб қолишини пайдо қилади.

Кўпинча МДЯ-транзисторлар кремний асосида тайёрланади, бунда затвор диэлектрики сифатида SiO_2 оксиддан фойдаланилади, шунинг учун бу асбобларни МОЯ-транзисторлар дейилади. Затвор электроди остидаги оксид қатлами одатда 0,15-0,2 мкм чамасида, каналнинг узунлиги 10 мкм дан кам булиши мумкин.

VI.3.1 МОЯ транзисторининг характеристикалари

а) Чиқиш характеристикалари

Затворда кучланиш бўлмаганда (канал йўқ) пайнов электродига мусбат потенциал берилса (бунда пайнов n⁺-p ўтиши тескари йўналишда уланган бўлади), пайнов ва манба орасидаги ток кичик. Затворга муайян қийматли мусбат кучланиш берилганда затвор остида n-тур ўтказувчан канал вужудга келади (VI.10, а-расм), каналнинг қаршилиги пайновдаги кучланишга боғлиқ бўлади. Ерга уланган манбага нисбатан пайновга мусбат потенциал берилса, энди электронлар манбадан пайновга томон ҳаракатлана бошлайди. Канал бўйлаб кучланиш тушиши мавжуд бўлганлигидан затвордаги майдоннинг нормал (тик) ташкилловчиси ва мос равишда электронлар зичлиги манбадан пайнов томон йўналишда камайиб боради (VI.10,б-расм). Аксинча, канал ва ярим ўтказгич таглик орасидаги потенциаллар фарқи (кучланиш) ортиб борганлиги туфайли ҳажмий заряд соҳаси манба-пайнов йўналишда кенгайиб боради.

Пайновда муайян $V_{пМТ}$ кучланиш (тўйиниш кучланиши) бўлганда пайнов яқинида канал ёпилади (VI.10,б-расм), дифференциал қаршилик катта бўлиб қолади, асбоб орқали ток тўйинишга интилади. Пайновдаги кучланишни каттайтириш давом эттирилса, каналнинг ёпилиш нуқтаси манба томонга силжийди, канал қисқаради, $V_{пм}>V_{пмт}$ бўлганида каналнинг дифференциал қаршилиги чекланган бўлади ва $V_{пм}$ ортганда $J_п$ секин аста ўсади.

$V_{пм}$ етарлича катта бўлганда зарбий ионлаш бошланиб, каналда заряд ташувчилар кўчкисимон кўпаяди (юмшоқ тешилиш).

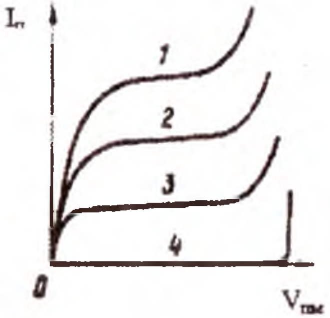
Агар канал ёпиқ ($V_З$=0) бўлса, у ҳолда $V_{пм}$ нинг қиймати катта бўлганда пайнов - таглик n^+_-p ўтишида кўчкисимон жараён оқибатида $J_п$ кескин ортиб кетади. Затвордаги мусбат кучланишнинг

ортиши инверсион қатлам (канал) ўтказувчанлиги, бинобарин, пайнов токи ортишига сабабчи бўлади.

Ҳақиқий МОЯ транзисторларда SiO_2 қатлами мусбат хажмий зарядга эга, унинг таъсири затвордаги мусбат кучланиш таъсирига ўхшаш бўлади.

Айтилганларга асосан, МОЯ транзисторнинг чиқиш характеристикалари VI.11 расмда тасвирланган.

Ўтказувчанлик каналини йўқ қилиш учун затворга муайян катталикдаги кучланиш бериш керак, бунда пайнов-таглик $n^{+}p$-ўтиши тешиладиган кучланишгача пайнов занжиридаги $J_п$ ток нолга яқин (VI.11 расм, 4-чизиқ).



VI.11 расм. МОЯ транзистор чиқиш характеристикалари:
1-$V_{31}>0$; 2-$V_3=0$; 3-$V_{32}<0$; 4-$V_{33}<0$; $V_{33}>|V_{32}|$.

n тур кремний асосидаги МОЯ транзисторларда SiO_2 оксиддаги мусбат заряд таъсирида диэлектрик -n- ярим ўтказгич чегарасида электронлар билан бойиган қатлам ҳосил бўлади, яъни $V_3=0$ бўлганда манба ва пайновнинг p^{+}-n ўтишлари орасида ўтазувчанлик канали бўлмайди. Гўйинган n-қатлам ўрнига p-тур ўтказувчанликли канал ҳосил қилиш учун затворга етарлича катта манфий кучланиш бериш зарур. Бундай транзисторни индукцияланган каналли асбоб дейилади.

б) Кириш характеристикалари.

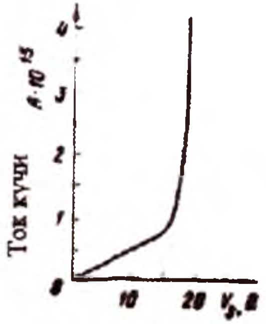
МОЯ-транзисторларда кириш характеристикаси оксиднинг аморф қатлами орқали ўтаётган токнинг затвордаги кучланишга богланишидир. Пайновда кучланиш бўлмаганда затворнинг ВАХи VI.12 расмда тасвирланган

V_3 нинг қандайдир қийматигача ВАХ Ом қонунига бўйсунади, кейин сал кучланиш ўзгариши билан ток кескин ўсади. Бу бир қатор кучли электрик майдон эффектлари (Шотки эффекти, Пул-Френкел эффекти, туннелланиш эффекти ва ҳоказо) таъсири билан

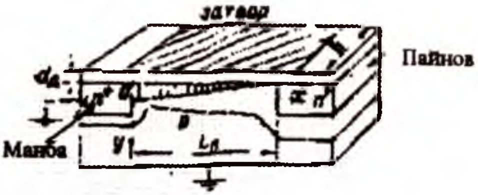
тушунтирилади. Шуниси аниққи, туннелланиш эффекти содир бўлганда зат вор токи температурага суст боғланган бўлади.

МОЯ транзисторнинг чиқиш статик характеристикаларини ҳисоблашда VI.13 расмдаги транзистор тузилиши чизмасидан фойдаланилади.

Диэлектрикдаги мусбат заряднинг сиртий зичлигини Q_{ss} деб ҳисоблаймиз. У ўзига тенг электронлар зарядини ярим ўтказгич чегарасида индукциялайди (пайдо қилади). Инверсион қатламдаги (каналдаги)электронлар токини тоза дрейф ток ва электронлар ҳаракатчанлиги электрик майдон кучланганлигига боғланган эмас.



VI.12 расм. МОЯ транзистор ВАХ и, $V_{ии}=0$



VI.13-расм. МОЯ транзистор схематик тасвири.

Масалани соддалаштирувчи баъзи фаразлар қилиб,

$$j_n(x,y) = -e\mu_n n(x,y)dV(x)/dx \qquad \text{(VI.37)}$$

электронлар токи зичлиги ифодаси асосида каналдаги ток кучи

$$J_n = -b\mu_n[dV(x)/dx]\int_0^{y_M} en(x,y)dy$$ ни аниқлаймиз:

$$J_n = -b\mu_n Q_n(x)dV(x)/dx, \qquad \text{(VI.38)}$$

бундаги $Q_n(x) = \int_0^{y_M} en(x,y)dy$ - ярим ўтказгич сиртида индуцияланган заряд. Затвор ва канал орасидаги кучланиш манбадан x масофа нарида $V_З$ V(x). Агар диэлектрикнинг солиштирма сиғимини $C_{gэ}$

$=\varepsilon_g\varepsilon_0/d_g$ эканлигини назарга олсак, $Q_n(x) = -C_{gэ}[V_3 - V(x)] - Q_{ss}$.

Аммо, $Q_{ss}=+V_{30}\cdot C_{gэ}$.

Демак $Q_n(x)=C_{gэ}[V_3 - V_{30} - V(x)]$. Индукцияланган каналли транзистор учун $V_{30}=0$. $Q_n(x)$ ифодасини (VI.38)га қўйсак.

$$J_n=C_{qэ}\mu_n b \; [V_3 - V_{30} - V(x)]dV(x)/dx. \qquad (VI.39)$$

Бу ифоданинг чап қисми x=0 дан x=$L_к$ гача, ўнг қисмини 0 дан $V_{пм}$ гача интеграллаймиз. У ҳолда

$$J_n=(C_{gэ}\mu_n b/L_к)[(V_3-V_{30})V_{пм}-V_{пм}^2/2]. \qquad (VI.40)$$

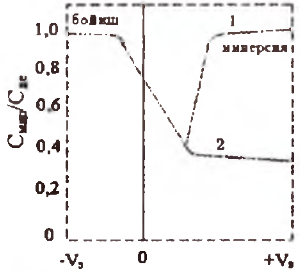
Бундан пайнов тўйиниш токи учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$(V_{пмт}=V_3-V_{30})J_{пт}=(C_{qэ}\mu_n b/2L_к)(V_3-V_{30})^2 \qquad (VI.41)$$

$J_{пт}$ тўйиниш токининг ($V_{пм}$= const бўлганда) V_3 га боғланиши МОЯ транзисторнинг узатиш характеристикаси бўлади. Узатиш характеристикасининг тиклиги ток тўйинишга бориб турганда

$$G_м=(C_{qэ}\mu_n b/L_к)(V_3-V_{30}) \qquad (VI.42)$$

каналнинг ўтказувчанлигига мос келади. $G_п$ нинг катта қийматларини олиш учун ё $l_к$ ни кичрайтириш, ёки b ни катталантириш керак.



VI.14-расм. р-тагликли МОЯ транзисторнинг ВФХ.
Сигналнинг паст (1) ва юқори (2) такрорийликлари учун

МОЯ транзисторнинг такрорийлик хоссалари унинг ишлай оладиган энг катта (чегаравий) такрорийлиги

$$\nu_m = G_n/2\pi C_{зм} \cong (2\pi R_к C_{зм})^{-1} \qquad (VI.43)$$

орқали ифодаланади. Бундан кўринишича, МОЯ-транзисторининг такрорийлик шипини кириш сиғимининг $\tau_{зм}=R_к C_{зм}$ вақтий доимийси аниқлайди. Аммо, ҳақиқий схемаларда такрорийлик шипини аввало паразит сиғимлар ва қаршиликлар аниқлаши мумкин.

VI.3.2 Хотира элементлари

МОЯ транзисторнинг сузувчи затворида ёки затвор остидаги диэлектрикда уюпланган зарядни узоқ вақт давомида сақлаб тура оладиган хилларини <u>энергияга боғлиқмас хотира элементлари</u> дейилади.

Бундай асбобларда n-турли кремний тагликка SiO_2 нинг юпқа қатлами ўтказилади, кейин унга метал электрод ўтқазилади,уни тапиқи электроддан яна шундай диэлектрикнинг қалин қатлами билан ажратилади.

Затворга SiO_2 қатламида катта кучланганлик (E_{g1}) ҳосил қилувчи катта мусбат кучланиш берилганда тагликдан сузувчи затворга сезиларли электронлар токи оқади. SiO_2 нинг юпқа қатлами орқали ток зичлиги (j_1) иккинчи қатлам (қалин) диэлектрик қатлами орқали ток зичлигидан (j_2) катта бўлади. Оқибатда сузувчи затворда электронлар жамғарилади, биринчи диэлектрикдаги майдон кучланганлигини камайтиради. Кучланишнинг $t_{зм}$ вақтида (ахборот ёзувчи импулси давомийлигида) сузувчи затворда

$$Q(t_{зм})=\int_0^{t_{зм}}\left[j_1(E_{g1})-j_2(E_{g2})\right]dt$$ заряд тўпланади, у каналнинг отсечка (кесиш) кучланишини ΔV қадар оширади.

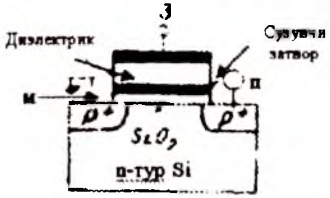
Ҳақиқий асбобларда отсечка (кесиш) кучланишини 1В силжитиш учун 10^{-7}с дан кўп бўлмаган вақт заруp.

Кучланиш узиб ташланганида сузувчи затвордаги жамғарилган заряд узоқ вақт сақланиши мумкин. Оддий хотира элементларида заряд сақланиш вақти t_x 125^{0}C да 100 йилдан ортиқ, 170^{0}C да эса 8000 соатни ташкил қилади. Кўринадики, температура кўтарилганда t_x камаяди, чунки бунда диэлектрикнинг солиштирма ўтказувчанлиги ортади.

Ахборотни ўчириш, яъни сузувчи затвордаги зарядни йўқ қилиш қарама-қарши қутбли кучланиш импулси бериш усули билан амалга оширилади.

Хотира элементи сифатида МНОЯ-транзисторлар ҳам қўлланади, унда метал билан оксид орасида Si_3N_4 кремний нитриди (Н) қатлами ҳосил қилинади. Кремний нитриди ўрнида алюминий, титан ёки тантал оксидлари пардаси қўлланади. Бу транзисторларда затворга мусбат кучланиш берилганда SiO_2 қатламидаги ток ярим ўтказгичдаги электронларнинг SiO_2 нинг ўтказувчанлик зонасига туннелланиши оқибатида вужудга келади, Si_3N_4 пардасидаги J токнинг E_{g2} боғланишига Пул-Френкел эффектига мос келади. Бу асбобларда SiO_2 қатлами орқали ўтган электронлар

кремний нитриди Si_3N_4 даги чуқур сатҳли ҳолатларга (тузоқларга) тутилади булар сақланадиган зарядлар бўлади.



VI.15 расм. Хотира элементи

Хотира элементларининг иккала хили учун ҳам ахборотни ёзиш ва ўчириш кучланишлари 10-80 В тартибида. Затворга берилган импулс амплитудаси қанча катта бўлса, ахборотни ёзиш ва ўчириш вақти шунча кичик бўлади, бунда ток зичлиги бир неча А/см^2 чамасида.

Хотира элементларидан тузилган икки ўлчовли матрица ярим ўтказгичли хотирловчи қурилма бўлади.

VI.4. Майдоний транзисторларнинг афзалликлари ва камчиликлари

Майдоний транзисторлар қўш қутбий транзисторларга нисбатан қатор афзалликларга эга, шунинг учун улар кўпроқ аналог қайта улагичларда, юқори омли кириши бўлган кучайтиргичларда, интеграл схемаларда қўлланилади.

Аввало, майдоний транзисторларнинг кириш қаршилиги нисбатан анча юқори такрорийликда ишлайдиган кучайтиргичларда, интеграл схемаларда қўлланилади.

Аввало, майдоний транзисторларнинг кириш қаршилиги нисбатан анча юқори. Уларнинг ишлаши канал бўйича асосий заряд ташувчилар ҳаракати билан боғлиқ, шунинг учун уларнинг параметрлари температурага суст боғланган, чунки асосий ташувчилар зичлиги ишчи температуралар оралиғида ўзгармас қолади, ҳаракатчанлиги эса температурага кучсиз боғланган.

Майдоний транзисторларнинг иссиқлик чидамлиги юқори. Уларда заряд ташувчилар жамғарилиши ва сўрилиши тақозо қиладиган ўтма жараёнлар кузатилмайди. Шунинг учун уларда ишлаш такрорийлигининг юқори чегараси катта, қўш қутбий транзисторларга нисбатан қайта уланиш тезлиги юқори.

Майдоний транзисторлар юқорироқ радиацион бардошликка эга. Маълумки, радиацион нурланиш ярим ўтказгич кристалида рекомбинацион марказлар вазифасини ўтайдиган нуқсонлар

вужудга келтиради ва шу сабабдан ноасосий заряд ташувчиларнинг яшаш вақти кескин камаяди ва қўш қутбий транзисторларда токни узатиш (кучайтириш) коэффициенти пасаяди.

Майдоний транзисторларда асосий заряд ташувчилар зичлиги ва ҳаракатчанлигини сезиларли даражада ўзгартириш учун радиацион нурланиш дозаси юқорироқ бўлиши керак. Шунинг учун Майдоний транзисторлар қўш қутбий транзисторларга нисбатан 10^3 10^4 марта юқори дозали нурланишда ҳам ишлай олади.

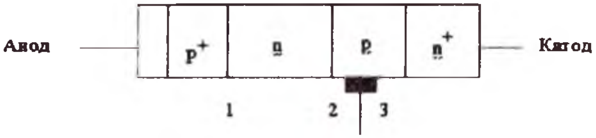
МОЯ-транзисторларда вақт ўтиши билан характеристикалар ўзгариши-силжиши кузатилади. Бу салбий ҳодиса SiO_2 оксид қатламида ифлос элементлар, масалан, натрийнинг ҳаракатчан мусбат ионлари мавжудлиги билан боғлиқ. Транзистор затворига мусбат кучланиш берилганда бу ионлар диэлектрик майдон таъсирида диэлектрик-ярим ўтказгич чегарасига томон кўчиб, p-ярим ўтказгичдаги инверсион қатламда электронлар зичлигини оширади. Бу ҳолда бир қатор параметрлар-$V_{\text{пкт}}$, J_n ва G_n лар, канални ёпадиган кучланиш ўзгаради. Бу ҳодисанинг олдини олиш чораларини ишлаб чиқишга тўғри келади.

Майдоний транзисторлар билан қутбий транзисторларнинг ўзига хос хизмат соҳалари бор: баъзи схемаларда қўш қутбий транзисторлардан фойдаланиш маъқул бўлса, бошқа схемаларда майдоний транзисторлар самарали ишлайди.

Ҳозирги вақтда p-n ўтишли (айниқса GaAs асосидаги) транзисторлар юқори такрорийлик схемаларда кам шовқунли кучайтиргичлар, генераторлар ва тезкор мантиқий (логик) элементлар сифатида кенг қўлланилмоқда. МОЯ-транзистор ўта катта интеграл схемаларда асосий элемент бўлиб хизмат қилади. Буларга микропроцессорлар ва хотирловчи (эслаб қолувчи) қурилмалар киради. Майдоний транзисторларнинг фан ва техникада қўлланиши янги соҳалари пайдо бўлмоқда.

VI.5. Тиристорлар

Тиристор яримўтказгичнинг (хусусан, кремнийнинг)бир монокристалида ҳосил қилинган тўрт қатламли p^+-n-p-n^+ тузилмадан иборат.



VI.16-расм. Тиристор тузилмаси

Фақат икки (p^{+} ва n^{+} соҳаларга) электроди бўлган асбобни диод тиристор, ёки <u>динистор</u> дейилади, уч электродли (масалан, қўшимча (бошқарувчи) электрод р-соҳага уланган) асбобни <u>триод тиристор</u> ёки тўппадан-тўғри <u>тиристор</u> дейилади. Тиристорлар замонавий қувватдор ўзгартирувчи техниканинг ва импулсли техниканинг кўп қурилмаларининг асоси бўлиб хизмат қилади.

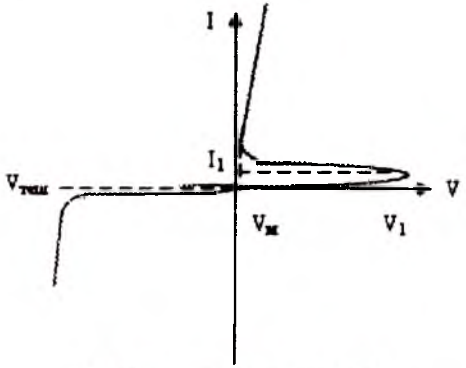
Тиристорларни ишлаб чиқишда асосий материал кремний бўлиб келди. Аммо бундай тиристорларнинг эришилган параметрларини яхшилаш амалда мумкин бўлмай қолди. Шунинг учун кейинги даврда олиб борилган жадал тадқиқотлар кенг зонали $A^{III}B^{V}$ ярим ўтказгич материаллар асосида, биринчи навбатда, GaAs AlGaAs система асосида юқори температураларга бардош берадиган, импулсда ишлайдиган тиристорлар яратилишига олиб келди.

<u>Динистор ва тиристорнинг вольт-ампер характеристикаси</u>

Динисторнинг аноди кучланиш манбаининг мусбат қутбига, катод манфий қутбига улангандаги ВАХ нинг тўғри тармоғида S симон манфий дифференциал қаршилик (МДҚ) кузатилади. (V.17-расм).

Унинг сабаби нима?

Бошқарувчи электрод узилган деб ҳисоблайлик. Бу ҳолда 1 ва 3 ўтишлар тўғри йўналишда, 2 ўтиш тескари йўналишда уланган. Кичик кучланишлар соҳасида 1 ва 3 ўтишларда рекомбинацион ток, 2 ўтиш орқали генерацион ток асосий бўлиб, кейинги ток занжирдаги токни аниқлайди. Кучланиш орта борган



VI.17- расм. Динисторнинг ВАХи

сари 1 ва 3 ўтишлар орқали инжекцион ток ҳиссаси ҳам оша боради, улар эмиттерлар вазифасини бажаради, мос равишда n-p соҳаларга ноасосий заряд ташувчиларнинг инжекциялайди

(пуркайди). Буларнинг бир қисми 2 (коллектор) ўтишга етиб боради, коллектор электронларни n-соҳага, ковакларни p-соҳага ўтказади, бунга жавобан эса, 1 ва 3 ўтишлардан мазкур соҳаларга ноасосий заряд ташувчилар инжекцияланишини юзага келтиради.

Коллектор орқали тўла ток $J_г$ генерцион ток ва коллекторга эмиттерлардан келувчи инжекцион токлар йиғиндисига тенг бўлади. Ўз навбатида, бу токлар (қўш қутбий транзистор назариясига асосан) узатиш коэффициентларидан α_1 ва α_2 ларнинг J токка кўпайтмасига тенг. Демак,

$$J=J_г+\alpha_1 J+\alpha_2 J, \qquad (VI.44)$$

бундан

$$J=J_г \;/\; \left[1-(\alpha_1+\alpha_2)\right]. \qquad (VI.45)$$

Кучланиш орттан сари эмиттерларнинг инжекцион токлари ортиши ҳисобидан α_1 ва α_2 ларнинг қиймати орта боради. Бу эса J токнинг ортишига сабабчи бўлади, $(\alpha_1+\alpha_2)$ янада ўсади.

Ток билан α_1,α_2 узатиш коэффицентлари орасида ҳосил бўлган тескари алоқа ВАХ да S-симон қисмнинг пайдо бўлишига олиб келади.

V нинг $\alpha_1+\alpha_2\cong 1$ қиладиган V_1 қийматида (бунда $J\to\infty$) тиристор бошқа режимга (маромга) ўтади. (VI.44) ифодага асосан $J_г$қ0, яъни бу ҳолда коллекторда кучланиш бўлмайди. Бунинг сабаби шуки, J ток катта бўлганида p ва n соҳадаги ортиқча заряд ташувчилар зичлиги катта бўлиб, коллектор ўтиши соҳасини эгаллаб, унинг қаршилигини камайтириб юборади ва $V_2\cong 0$ бўлиб қолади, асбоб бошқа ҳолатга ўтгач, ўз иинорасини ўзгартиради.

Шундай қилиб, тиристорнинг ҳар учала ўтиши тўғри (ўтказувчан) йўналишда уланган бўлади. Бу ҳолда тиристорни p^+ i n^+ тузилма деб қараса бўлади. Бундай тузилмада тўғри токнинг зичлигини i-соҳада ортиқча заряд ташувчилар рекомбинацияси аниқлайди, уни

$$j_r = e\int_0^d (dn/dt)dx \qquad (VI.46)$$

ифода бўйича ҳисобланади, бунда

$$-\frac{dn}{dt}=\gamma_{оже}\left(n^2p+p^2n\right)+\frac{np-n_i^2}{\tau_{po}(n+n_i)+\tau_{no}(p+n_i)} \qquad (VI.47)$$

бўлиб, $\gamma_{оже}$ ли биринчи қўшилувчи, оже- рекомбинацияни ҳисобга олади. Кремний учун $\gamma_{оже}$=1-2)·10^{-3}см^{6}Fc, иккинчи қўшилувчи маҳаллий марказлар орқали рекомбинацияни ифодалайди.

Агар бутун i-соҳада заряд ташувчилар зичлиги тахминан ўзгармас ва катта (nқp>>n_i) бўлса,

$$J_r = end/\tau_i, \qquad (VI.48)$$

бунда $\tau_i = \left[2\gamma_{ожe} n^2 + 1/(\tau_{po} + \tau_{ho})\right]^{-1}$, d i соҳа кенглиги. n унча каттамас, $2\gamma_{ожe} n^2 << 1/(\tau_{po} + \tau_{no}),\ \tau_i \cong \tau_\infty = \tau_{po} + \tau_{no}$. Аксинча, оже рекомбинация устун бўлса ($2\gamma_{ож}^2 >> 1/(\tau_{po} + \tau_{no})$), $J_r \sim n^3$, чунки $J_r \sim 1/n^2$.

Бошқа томондан ток зичлигини

$$j = en(\mu_n + \mu_p)\overline{E} \qquad (VI.49)$$

кўринишда ёзиб олса ҳам бўлади, бунда $\overline{E}$ майдон кучланганлигининг i соҳа ўртача қиймати. i-соҳада кучланиш тушиши $V_i = 2d\overline{E} = 2d^2/(\mu_n + \mu_p)\tau_i$. Бундан равшанки, ўтказувчан ҳолатдаги тиристордаги кучланишни пасайтириш учун i- соҳадаги яшаш вақти τ_i ни каттайтириш керак.

n ни ўзгарувчан параметр сифатида қараб J_r токнинг V_i кучланишга боғланишни ҳисоблаш мумкин. Бу ҳисоб J=500А/см^2 чамасидаги токларгача тажриба маълумотига мос келади. Янада катта токлар соҳасида тиристорнинг қизишини эътиборга олиш зарур.

Триод-тиристорда бошқарувчи электордга (катодга нисбатан) мусбат кучланиш берилса, у электронларнинг n^+-p ўтишдан p-соҳага қўшимча инжекцияланиши (пуркалишини) келтириб чиқаради. Бу ҳолда ток ифодаси

$$J = (J_r + \alpha_2 J_{бэ})/[1-(\alpha_1+\alpha_2)]. \qquad (VI.50)$$

Бундан кўринишича, $(\alpha_1+\alpha_2)<<1$ бўлганда (V кичик),

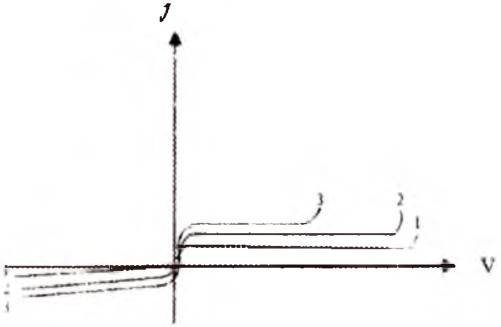
$$J = J_r + \alpha_2 J_{бэ}.$$

I_r генерацион токни нолга тенгласак,

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 1 - \alpha_2 J_{бэ}/J \qquad (VI.51)$$

Хулоса: $J_{бэ}$ ошган сари қайта уланиш кучланиши камайиши керак, буни тажриба тасдиқлайди. Юқоридаги ифодани триод-транзистор қайта уланиш шарти дейилади. p-соҳа қўшимча инжекцияланган электронлар коллекторга етиб бориб, n-соҳага ўтиб кетади, бу эса бир эмиттер томонидан коваклар инжекцияланишига олиб келади ва ҳ.к. Шу равишда ўз ўзини ривожлантирувчи ток кўпайиши жараёни вужудга келиб, қайта уланиш V_1 кучланишини пасайтиради (VI.18-расм)

Анодга, катодга нисбатан, манфий кучланиш берилса, 1 ва 3 ўтишлар тескари йўналишда уланган бўлади. Тиристор қаршилиги катта, ток кичик. Бу кучланиш катта бўлганида кўчкисимон тешилиш ёки 1 ва 2 ўтишлар соҳалари туташиб кетиши оқибатида тескари ток кескин ортиб кетади.



VI.18 расм.Тиристорнинг ВАХи:
1-$Y_{бэ}\cong0$; 2-$Y_{бэ1}$; 3- $Y_{бэ2} > Y_{бэ1}$

Тиристорни тўғри кучланиш бериб юқори ўтказувчан ҳолатга ўтказиш ва сўнгра уни бу ҳолатдан чиқариш инерцион жараёндир, чунки у n ва p соҳаларда ноасосий заряд ташувчилар жамғарилиши ва сурилиши жараёнлари билан боғлиқ. Бошқарувчи электродга ток импульси берилганда транзисторнинг уланиш вақти $t_{ул} = \sqrt{\tau_{g1}\tau_{g2}}/2$ бўлиши аниқланган, бунда $\tau_{g1}=d^2_n/D_n$, $\tau_{g2}=d^2_p/D_p$, тегишли соҳаларда заряд ташувчилар диффузияси вақтлари. Одатда $d_n>d_p$. Ишлатиладиган тиристорларда $t_{кул}\cong10^{-6}$с.

Тиристорни қайта улаш анодга тескари кучланиш бериш орқали амалга оширилади. Бунда n-соҳадан ортиқча ковакларнинг (асосан рекомбинация орқали) йўқ бўлиши вақти қайта улаш вақтини аниқлайди. Одатда $\tau_{кул}\cong10^{-5}$с.

Иккита муҳим ҳолатга эга бўлганлиги ва бу ҳолатларда қувват кам сочилиши туфайли тиристорлар турли мақсадларга мўлжалланган электрон схемаларда, электротехник қурилмаларда ва юқори вольт ли электр узатиш линияларида қайта улаш ва энергияни бир турдан иккинчи турга ўтказиш учун қўлланилади.

Ҳозир ишлаб чиқилаётган тиристорлар mA дан то 5000А дан ортиқ токларда ва 10000 В дан ортиқ кучланишларда ишлай олади. Бу асбоблар тармоқдаги (50 Гц) ўзгарувчан токнинг қувватини бошқаришда қўлланади, чунки қайта уланиш вақти кичик бўлмиш тиристор қўш қутбли транзистордан бу ишда афзалроқ.

Кейинги вақтда тиристорлардан фойдаланиш соҳаси кенгайиб бормоқда.

Ёруғлик бошқарадиган қувватдор тиристорлар (фототиристор) яратиш муҳим аҳамиятлидир. Коллекторнинг ҳажмий заряд

соҳасига (2 ўтиш) $\hbar\omega > E_g$ нурланиш таъсир қилганда унда электрон ковак жуфтлар вужудга келади, улар кучли майдон таъсирида 10^{-9}с вақт чамасида ажратилади. Коваклар коллектордан р соҳага, электронлар n соҳага чиқарилади, бу эса эмиттерлар томонидан ноасосий заряд ташувчиларнинг жавобий инжекцияланишига сабаб бўлади. Токнинг кўчкисимон ўсиши пайдо бўлади. Бу кучайган фототок етарли бўлса, фототиристорлар юқори ўтказувчан ҳолатга ўтади. Агар фототок етарли бўлмаса, асбоб юқори қаршиликли ҳолатга мос стационар ҳолатга эришади.

Фототиристорлар кучсиз ёруғлик нурлари (0,2мВт) таъсирида ҳам ишга тушa олади, лекин бунда ёритилувчи юзага тўғри келган қувват зичлиги катта бўлиши керак. Ёруғлик оқими ошган сайин бундай асбобнинг уланиши вақти муҳим даражада камаяди. Бу асбоблар оптик алоқа, назорат ва бошқарув системаларида оптоэлектрон қайта улаш схемаларида қўлланилади.

Назорат учун саволлар

1. p-n-p ёки n-p-n транзистор қандай тузилган?
2. Эмиттер соҳаси ва ўтиши қандай танланади?
3. База соҳасига қўйиладиган талаблар қандай?
4. Коллектор соҳаси ва ўтиши қандай бўлиши маъқул?
5. Транзисторнинг қандай иш режими бор?
6. p-n-p транзисторнинг қандай уланиш схемалари мавжуд?
7. p-n-p транзисторнинг эффективлиги ёки узатиш коэффицентлари нимани ифодалайди?
8. Эмиттернинг эффективлиги нима?
9. Паст такрорийликда кириш, чиқиш ва ўтиш ўтказувчанликлари қандай маънони англатади?
10. p-n-p транзисторнинг умумий базали схемасида ток ва кучланиш бўйича кучайтириш коэффиценти нимани ифодалайди?
11. Шу (10) саволга умумий эмиттерли схемага нисбатан жавоб беринг?
12. Юқори такрорийликда p-n-p транзистор параметрларининг такрорийликка боғланиши ва чегаравий такрорийлик қанақа?
13. 12 саволдаги шароитда, умумий эмиттерли схемада ток ва кучланиш бўйича кучайтириш коэффицентлари қандай ифодаланади?
14. Транзисторларда бўладиган шовқинларни тасвирланг?

15. Кремний ва германийдан тайёрланган транзисторлар ва уларнинг қўлланиши ҳақида нимани биласиз?
16. Майдоний транзисторларнинг қандай турлари мавжуд?
17. Затвори p-n- ўтиш бўлган транзисторни тасвирланг?
18. Яккаланган затворли майдоний транзистор қандай тузилган ва қандай ишлайди?
19. МОЯ- транзиторнинг хотира элементи сифатида ишлаши қандай?
20. Майдоний транзисторларнинг афзалликлари ва камчиликлари ҳамда келажаги ҳақида гапириб беринг?
21. Тиристор нима?

VII БОБ

ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАРДА ГЕТЕРОЎТИШЛАР

Гетероўтиш – кимёвий таркиби бўйича ҳар хил иккита ярим ўтказгичлар контактидир. Хусусий ҳолда ярим ўтказгичнинг метал билан контакти гетероўтишдир. Биз тақиқланган зоналари кенглиги турли бўлган икки ярим ўтказгич монокристаллари ҳосил қилган гетероўтишларни қараймиз. E_g тақиқланган зона кенглиги ўзгарадиган соҳанинг ўлчами ва контактлашуви материалларнинг χ_0 электрон яқинлигига боғлиқ равишда кескин ва силлиқ гетероўтишлар турлари фарқланади. Кескин гетероўтиш-ларда E_g ва χ_0 сакраш билан ўзгаради, силлиқ гетероўтиш-ларда E_g ва χ_0 ажралиш чегарасига тик йўналишда (координатанинг узлуксиз функциялари сифатида) аста-секин ўзгариб боради. Электрон яқинлик χ_0 электронни ўтказувчанлик зонаси тубидан вакуум сатҳига чиқариш учун зарур энергияни ифодалайди.

Контактлашувчи материалларнинг ўтказувчанлик турига қараб изотипли (бунда иккала материалнинг ўтказувчанлик тури бир хил), анизотипли (бунда ўтказувчанликлар турли хил) гетероўтишлар бўлади, Тақиқланган зона силлиқ ўзгариб борадиган ярим ўтказгичларни варизон ярим ўтказгич дейилади, Контакт албатта механик жиҳатдан мустаҳкам бўлиши лозим.

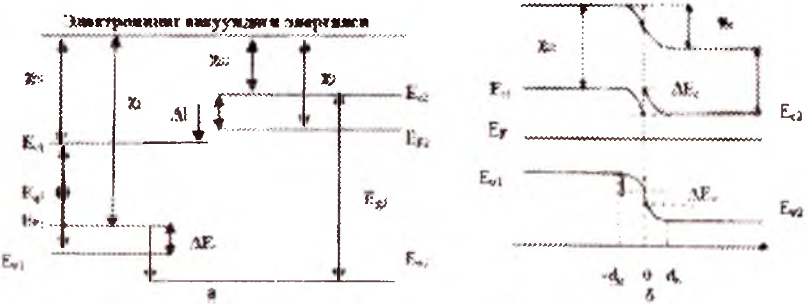
VII.1 Гетероўтишларнинг энергетик зоналар диаграммаси

Гетероўтишларнинг хоссаларини уларнинг энергетик зоналари диаграммаси аниқлайди. Биз қуйида нуқсонсиз ва туташиш чегарасида сиртий ҳолатлар бўлмаган идеал гетероўтишларни қараймиз.

VII.1.1 Кескин гетероўтишлар

Фараз қиламиз: контактлашувчи (туташувчи) ярим ўтказгичлар кескин чегарага эга, уларнинг тақиқланган зоналари кенглиги ҳар хил, ташқи чиқиш иши, диэлектрик сингдирувчанликлари ҳам турли қийматларга эга. Мисол тариқасида анизотипли кескин p-n гетероўтишни кўрамиз. бунда p тур ярим ўтказгичнинг тақиқланган зонаси кенглиги (E_{g1}) n тур ярим ўтказгичники (E_{g2}) дан кичик бўлсин. Аксинча, биринчи ярим ўтказгичнинг электрон яқинлиги энергияси (χ_{01}) иккинчисиникидан

χ_{02} катта бўлсин. Бундай ярим ўтказгичлар жуфти, масалан германий ва галлий арсениди бўлиши мумкин. Контактлашмаган ярим ўтказгичларнинг зоналар диаграммаси VII.1,а расмда кўрсатилган.



VII.1 расм. а — туташмаган ярим ўтказгичлар зоналари, б — туташган ярим ўтказгичлар зоналари диаграммалари

Электрон яқинликлар (χ_0) ҳар хил бўлганлигидан энергия зоналари четлари мос келмайди, улар орасида ΔE_c ва ΔE_v узилишлар бор. Бу ярим ўтказгичларни туташтирилганда (контактлаштирилганда) ва мувозанат ўрнашганда (VII.1, б расм) гетероўтишнинг ҳар икки томонида Ферми сатҳи E_F бир сатҳда бўлади. Ярим ўтказгичлардан электроннинг вакуумга чиқиш ишлари χ_1-χ_2 айирмаси контакт потенциал энергиялар айирмасини аниқлайди:

$$\varphi_k=\chi_1-\chi_2. \qquad (VII.1)$$

Ярим ўтказгичларнинг туташиш чегарасида (x=0) ўтказувчанлик зоналари тублари ΔE_c, валент зоналари шиплари ΔE_v узилишларга эга бўлади.

χ_{01} ва χ_{02} лар маълум бўлса, зоналар узилишларини аниқлаш мумкин:

$$\Delta E_c=\chi_{01}-\chi_{02}, \qquad (VII.2)$$

$$\Delta E_v=E_{g2}-E_{g1}-(\chi_{01}-\chi_{02}), \qquad (VII.3)$$

χ_{01} ва χ_{02}, χ_1ва χ_2, E_{g1} ва E_{g2} лар орасидаги фарқ бошқача бўлган ҳолларда ҳам гетероўтишнинг энергетик диаграммасини тузиб олиш қийин эмас.

VII.1.2. Кескин p-n гетероўтишда потенциал тақсимоти

Энергетик диаграммаси VII.1,б-расмда тасвирланган p-n гетероўтишнинг ҳажмий заряд соҳаси икки қатламдан иборат,

уларнинг бири p ярим ўтказгичда, иккинчиси n ярим ўтказгичда. Унда ҳажмий зарядлар зичлиги

$-d_p \leq x<0$ қатламда

$$\rho = -eN_a = -ep_p, \qquad (VII.4)$$

$0<x \leq d_n$ қатламда

$$\rho = eN_d = en_n, \qquad (VII.5)$$

Чегаравий шартлар:

$$\varphi_p(-d_p) = E_{c1}, d\varphi_p / dx\Big|_{x=-d_p} = 0, \qquad (VII.6)$$

ва $\varphi_n(d_n) = E_{c2}, d\varphi_n / dx\Big|_{x=d_n} = 0,$ (VII.7)

Бу (VII.4)-(VII.7) шартлар асосида

$$d^2\varphi / dx^2 = \rho / \varepsilon\varepsilon_0 \qquad (VII.8)$$

Пуассон тенгламасининг ечимлари қуйидагидай:

$$\varphi_p(x) = E_{g1} - \left(e^2 p_p / 2\varepsilon_0\varepsilon_p\right)\left(d_p + x\right)^2, \qquad (VII.9),$$

ва

$$\varphi_n(x) = E_{g2} + \left(e^2 n_n / 2\varepsilon_0\varepsilon_n\right)\left(d_n - x\right)^2 \qquad (VII.10)$$

Юқорида айтилганидек, гетероўтишнинг p ва n соҳаларидаги қатламларида электрон потенциал энергиясининг ўзгариши eV_{kp} ва eV_{kn} бўлиб,

$$eV_{kp} = \varphi_p\left(-d_p\right) - \varphi_p(0) = e^2 p_p d^2{}_p / 2\varepsilon_0\varepsilon_p. \qquad (VII.11)$$

$$eV_{kn} = \varphi_n(0) - \varphi_n\left(d_n\right) = e^2 n_n d^2{}_n / 2\varepsilon_0\varepsilon_n. \qquad (VII.12)$$

Гетероўтишнинг контакт потенциал энергиялари фарқи

$$\varphi_k = eV_{kp} + eV_{kn} = \left(e^2 / 2\varepsilon_0\right)\left(p_p d^2{}_p / \varepsilon_p + n_n d^2{}_n / \varepsilon_n\right) \qquad (VII.13)$$

Гетероўтишнинг электрик нейтраллик шарти

Q=Q =Q, ёки $p_p d_p = n_n d_n$ дан фойдалансак, (VII.13) ифода

$$\varphi_k = \frac{e^2 p_p n_n \left(\varepsilon_n n_n + \varepsilon_p p_p\right) d^2}{2\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_p\left(n_n + p_p\right)^2}. \qquad (VII.14)$$

кўринишни олади.

(VII.14) ифодадан гетероўтиш кенглиги d ни аниқлаб олиш мумкин:

$$d=\left[\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_p(n_n+p_p)^2\varphi_k}{e^2n_np_p(\varepsilon_nn_n+\varepsilon_pp_p)^2}\right]^{1/2}\qquad (VII.15)$$

Ташқи V кучланиш берилганда ($\varphi_k=eV_к$ деб белгиланади)

$$d(V)=\left[\frac{2\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_p(n_n+p_p)^2(V_k-V)}{en_np_n(\varepsilon_nn_n+\varepsilon_pp_p)}\right]^{1/2}\qquad (VII.16)$$

VII.1.3. Кескин гетероўтишнинг электрик сиғими

(VII.16) ифодадан фойдаланиб, кескин анизотип гетеро ўтишнинг электрик сиғими ифодаси аниқланади:

$$C_{p-n}=\frac{d(\Phi V)}{dV}=S_{p-n}ep_p\frac{d(d_p)}{dV}=S_{p-n}e\frac{p_pn_n}{p_p+n_p}\frac{d(d(V))}{dV}=S_{p-n}\left[\frac{e\varepsilon_0\varepsilon_n\varepsilon_pn_np_p}{2(\varepsilon_nn_n+\varepsilon_pp_p)(V_k-V)}\right]^{1/2}\qquad (VII.17)$$

бунда V_k - контакт потенциаллар айирмаси, V - ташқи кучланиш (тўғри кучланиш $V>0$, тескари кучланиш $V<0$). Бу ифода ажралиш (туташиш) чегарасида сиртий ҳолатлар кам бўлган ҳолда тажриба натижаларига яхши тўғри келади. Акс ҳолда уларни ҳисобга олиш зарур.

Агар биринчи ярим ўтказгич томондаги бойиган қатлам ва иккинчисидаги камбағаллашган қатлам етарлича равшан ифодаланган бўлса ($n_{n1}=N_{d1}>>n_{n2}=N_{d2}$ бўлса), изотип n-n гетероўтишнинг электрик сиғими ифодасини олиш мумкин:

$$C_{n-n}=S_{n-n}\left[e\varepsilon_0\varepsilon_2N_{d2}/\ 2(V_k-V)\right]^{1/2}\qquad (VII.18)$$

Гетероўтишнинг ажралиш чегарасида анча сиртий ҳолатлар мавжуд бўлганида изотип кескин гетероўтишнинг иккита кетма-кет қарши уланган Шотки диодлари деб ҳисоблаб, n-n ўтишнинг йиғиндий сиғими

$$C_{n-n}^{-1}=C_1^{-1}+C_2^{-1}\qquad (VII.19)$$

кўринишда ифодаланади, бунда

$$\left.\begin{aligned}C_1&=S_{n-n}\left[e\varepsilon_0\varepsilon_1N_{d1}\ /\ 2(V_{k1}-V_1)\right]^{1/2}\\ C_2&=S_{n-n}\left[e\varepsilon_0\varepsilon_2N_{d2}/2(V_{k2}-V_2)\right]^{1/2}\end{aligned}\right\}\qquad (VII.20)$$

Гетероўтишга берилган тўла кучланиш $V=V_1+V_2$.

Бу модел ҳам чегарадаги ҳолатларни аниқ ҳисобга ололмайди. Шунинг учун у талаб даражада тажриба натижаларини тушунтириб бериши қийин.

VII. 1.4. Кескин гетероўтишларнинг статик ВАХ и
VII.1.4.1. Анизотип гетероўтишлар ВАХ и

Анизотип гетероўтишлардан ток ўтишининг мумкин бўлган механизмларини кўрамиз.

1. Инжекцион ток. VII.1б-расмда тасвирланган гетероўтиш учун тўғри кучланиш берилганда кенг зонали ярим ўтказгичдан тор зонали ярим ўтказгичга асосий ташувчилар ўтиши(инжекцияси) билан боғлиқ ток асосий бўлиши мумкин. Бу ҳолда

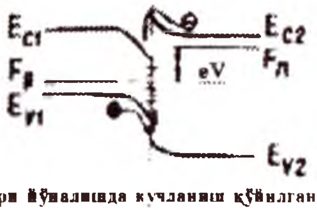
$$j = j_{0r}\exp(-eV_{k2}\ /\ kT)[\exp(eV_2\ /\ kT) - \exp(-eV_1\ /\ kT)]. \quad \text{VII.21)}$$

бўлишлигини кўрсатиш мумкин, бунда $V_2 = V/\eta_r$, $V_1 = V(1-\eta_r^{-1})$. $\eta_r = 1 + \varepsilon_n n_n\ /\ \varepsilon_p p_p$. Агар токни тор зонали ярим ўтказгичдаги диффузия аниқласа, у ҳолда $j_{or} = eK_y n_n D_n / L_n$

K_y электронларни ажратиш чегарасидан ўтказиш коэффициенти. Агар токни тўсиқ орқали электронлар эмиссияси (ўтиши) аниқласа. j_{or} нинг ифодаси бошқа бўлади.

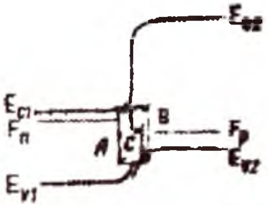
(VII.21)дан кўринишича, катта кучланиш берилганда $j_{тугри} \sim \exp(eV_2/kT) = \exp(eV/\eta_r kT)$ бўлади. $\varepsilon_p p_p >> \varepsilon_n n_n$,бўлган ҳолда $V_1 \cong 0$.

2. Рекомбинацион ток. Агар p-n гетероўтиш қатламида рекомбинация сатҳлари (марказлари) бўлса, у ҳолда рекомбинацион ток тўғри токнинг асосий қисми бўлиши мумкин . Одатда, гетероўтишда сиртий ҳолатлар энергия бўйича узлуксиз тақсимланган ва ажралиш чегараси яқинида тўпланган (VII.2 расм). Бу ҳолда $j_{рек} \sim \exp(eV/\ \eta_p kT)$, бундаги η_p бир ва икки орасидаги сон коэффициент.



VII.2 расм. Тўғри йўналишда кучланиш қўйилган p-n гетероўтиш

3.Тунелланиш рекомбинацион ток. Агар n-p гетероўтишнинг n соҳаси p соҳасига нисбатан кучлироқ легирланган бўлса, электронлар n соҳадан тақиқланган зонадаги маҳаллий сатҳга ўтиб, сўнг p ярим ўтказгичнинг валент зонасига туннелланади(VII.3 расм, A йўл), ё электрон олдин p ярим ўтказгич тақиқланган зонасидаги маҳаллий сатҳга туннелланиб, сўнг валент зонасига ўтиб кетади(VII.3 расм, B йўл).Электрон n ярим ўтказгичдан гетеронереход қатламидаги ногонасимон жойлашган сатҳлар орқали туннел рекомбинацион йўл • билан p ярим ўтказгичга ўтиб кетади(VII.3 расм , C йўл).

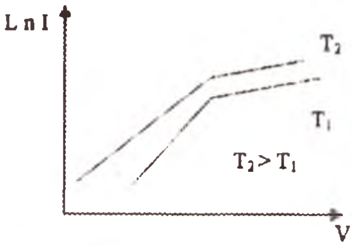


VII.3 расм. n-p гетероўтишда заряд ташувчиларнинг туннелланиш рекомбинацион кўчиш турли йўллари

Электронлар A йўл бўйича, туннелланиш асосий ўрин тутган ҳолда, n ярим ўтказгичдан p ярим ўтказгичга ўтганда (бунда тўғри кучланиш берилган!) j ток V кучланишга

$$j \sim N_t \exp\left[-\frac{8\pi\left(2em^k{}_n\right)^{1/2}\left(V_k - V\right) \;/\; \eta_r}{3h\left(2ep_p \;/\; \varepsilon_p\right)^{1/2}}\right] \qquad \text{(VII.22)}$$

кўринишда боғланган(А.Р.Райбен ва Д.Л.Фойхт ифодаси). Бу ифода A. B, C йўллар учун тўғри бўлади дейиш мумкин.



VII.4 расм. Анизотип кескин гетероўтишларнинг ВАХи

Тажрибаларнинг кўрсатишича, кўп анизотип ярим ўтказгичлар гетероўтишларининг(pGe-nGaAs, nGe-pGaAs, pGe-nSi ва бошқалар)

ВАХида икки ороликни ажратиш мумкин(VII.4 расм): кичик кучланишлар соҳасида рекомбинацион ток асосий бўлади ва ВАХ нинг оғмалиги Т температура ортиши билан унга тескари пропорционал камаяди(T_2>T_1); катта кучланишлар соҳасида туннелланиш токи асосий бўлади ва ВАХ ни(VII.22) ифода тавсифлайди, бу иккинчи ораликда ВАХ нинг оғмалиги температурага боғлиқ эмас. ВАХ нинг бундай бўлишлигини кенг зонали ярим ўтказгичдан тор зонали ярим ўтказгичга заряд ташувчиларнинг ўтиши сабаби билан тушунтириш мумкин.

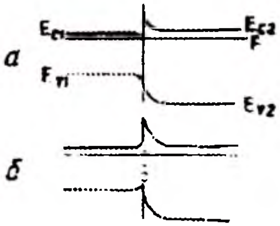
VII.1.4.2. Изотип гетероўтишлар ВАХи

Изотип n-n гетероўтишнинг энергетик диаграммаси VII.5 расмда тасвирланган.

Чегаравий ҳолатлар кам бўлган n-n кескин гетероўтиш учун (одатда тор зонали ярим ўтказгичда асосий заряд ташувчилар кўп, кенг зоналида кам):

$$j = eK_n N_{d2}\left(\frac{kT}{2\pi m^*_n}\right)\exp\left(-\frac{eV_k}{kT}\right)\left[\exp\left(\frac{ev}{kT}\right)-1\right] \qquad (VII.23)$$

бунда $V_2 \approx V, V_{k2} \approx V_k$ деб олинди. Бу (VII.23) ифода nGe nGaAs хилидаги гетероўтишлар ВАХини яхши тавсифлайди (VII.5, а-расм), аммо VII.5.б-расмда тасвирланган гетероўтиш ВАХ ини тавсифламайди. Масалан, nGe-nSi гетероўтиш ВАХ и ҳар икки йўналишдаги кучланиш ҳолида ҳам тўйиниш соҳасига эга бўлади(VII.6-расм).

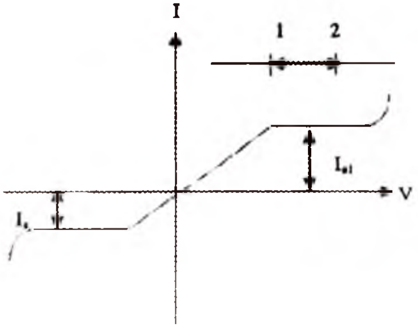


VII.5 расм. n-n- изотип гетероўтиш энергетик диаграммаси

Бу ВАХ ни тушунтириш учун n-n-гетероўтишни бир бирига қарши уланган иккита Шотки диодлари бирикмаси деб ҳисобланади. Бу ҳолда

$$I=I_{s2}\left[\exp\left(eV_2\ /\ kT\right)-1\right] \qquad (VII.24)$$

$$I=I_{s1}\left[\exp\left(-eV_1/\ kT\right)-1\right] \qquad (VII.25)$$



VII.6 расм. n-n ўтиш ВАХи (чегарада ҳолатлар бор)

$V_2' = V - V_1'$ бўлганидан:

$$I = I_{s2}\left[\exp(eV/kT)\exp(-eV_1/kT) - 1\right] \qquad (VII.24')$$

(VII.25) ва (VII.24') ифодалардан:

$$I = \frac{I_{s1}I_{s2}\left[\exp(eV/kT) - 1\right]}{I_{s2}\exp(eV/kT) + I_{s1}} \qquad (VII.26)$$

ёки $$I = \frac{2I_{s1}I_{s2}sh(eV/2kT)}{I_{s2}\exp(eV/2kT) + I_{s1}\exp(-eV/2kT)} \qquad (VII.26')$$

Бу ВАХ ифодасидан келиб чиқадиган хулосалар:

$V > 0, V/2 \geq 2.3kT/e$ бўлганда $I = I_{s1}$,

$V < 0, лекин |V/2| \geq 2.3kT/e$ бўлганда $I = -I_{s2}$.

Бу (VII.26′) ифода nGe-nSi хилидаги гетероўтишнинг түйинишлар орасидаги ВАХини яхши тавсифлайди.ВАХда кузатиладиган токнинг кескин ўсиб кетиши бу соҳада тешилиш ҳодисаси оқибатидир.Агар гетероўтишнинг бир соҳаси нисбатан кучли легирланган(N_d>>10^{18}см$^{-3}$) бўлса, түйиниш фақат ВАХ нинг бир томонида кузатилади. Бундай ВАХлар pGe-pSi гетероўтишларда мавжуд бўлади.

VII.1.2. Гетероўтишларда суперинжекция эффекти

Гетероўтишлар чегарасида зоналар узилиши $(\Delta E_c ва \Delta E_v)$ мавжуд бўлишлиги ажойиб бир ҳодисани — суперинжекция ҳодисасини келтириб чиқаради: тўғри йўналишда берилган кучланишнинг муайян қийматида тор зонали ярим ўтказгичга инжекцияланган (киритилган) ноасосий заряд ташувчилар зичлиги кенг зонали эмиттердаги асосий заряд ташувчиларнинг мувозанатий

зичлигидан ортиқ бўлиб олади. Бу ҳодисани Ж.И.Алферов ва ҳамкасблари 1966 йилда башорат қилган, 1968 йилда эса pGaAs $nAl_xGa_{1-x}As$ гетероўтишларда тажрибада кузатганлар.

Эпитаксиал $nAl_xGa_{1-x}As$ ярим ўтказгичда $N_d=5\cdot10^{14}...10^{16}см^{-3}$ зичлик вазифасини ўтаган p GaAs да эса $N_a=1.5\cdot10^{19}см^{-3}$ қилиб олинган. Ўтиш кескин бўлган. Алюминийнинг x ҳиссаси 0.1дан 0.3 гача бўлган, бунда $nAl_xGa_{1-x}As$ нинг зоналари тузилиши GaAs никига ўхшаш бўлган. Бу гетероўтишларда тор зонали ярим ўтказгич p GaAs, электронлар эмиттери эса кенг зонали $nAl_xGa_{1-x}As$ бўлиб тажрибаларда ўлчанган p GaAs даги электронларнинг зичлиги $\sim5\cdot10^{17}см^{-3}$, яъни $nAl_xGa_{1-x}As$ даги мувозанатий зичликдан ($N_d=5\cdot10^{14}...10^{16}см^{-3}$) анча катта бўлиб чиққан.

Буни тушунтириш қийин эмас. Мувозанат шароитида (VII.1.б расм) n ярим ўтказгичнинг ўтказувчанлик зонаси туби p ярим ўтказгичникидан пастда, n ярим ўтказгич даги электронлар зичлиги p ярим ўтказгичдагидан анча юқори, аммо тўғри кучланиш берилагнда n ярим ўтказгичда электронлар учун тўсиқ пасайиб n ярим ўтказгичдаги ўтказувчанлик зонаси туби кўтарилади, n соҳадан p соҳага электронлар кира бошлайди (инжекцияланади). Кучланишнинг муайян қийматида n ярим ўтказгичнинг ўтказувчанлик зонаси туби p соҳаникидан юқори бўлиб қолиши ҳам мумкин, чунки , агар $N_d \ll N_a$ бўлса, ташқи кучланишнинг кўп қисми гетероўтишнинг н қатламига тушади, бу ҳолда p ярим ўтказгичдаги электронлар зичлиги уларнинг n ярим ўтказгичдаги (эмиттердаги) мувозанатий зичлигидан ортиқ бўлади($n_p(V)>n_n(0)$), суперинжекция ҳодисаси юз беради, бу ҳодиса ўтказувчанлик зоналари ΔE_c узилиши катталигига жуда боғлиқ; унча мураккабмас ҳисоблашларнинг кўрсатишича, инжекцияланган заряд ташувчилдарнинг энг катта зичлиги

$$n_p(V)=n_n(0)\exp\frac{\Delta E_c}{kT}=N_d\exp\frac{\Delta E_c}{kT} \qquad \text{(VII.27)}$$

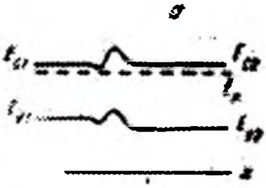
бўлиши керак. $n_p(V)\gg N_d$ бўлиши учун $\Delta E_c>0$ бўлиши зарур, бу гетероўтиш ажралиш чегарасида $(x=0)$ n ярим ўтказгичнинг ўтказувчанлик зонаси туби p ярим ўтказгичникидан юқори демакдир.

Суперинжекция эффекти гетероўтиш асосидаги ярим ўтказгичлар параметрларини муҳим даражада яхшилаш имконини беради.

VII.2. Силлиқ гетероўтишлар

Тақиқланган зонаси кенглиги муайян қонун бўйича ўзгарадиган $Al_xGa_{1-x}As$ қаттиқ эритмалар олиш технологияси ишлаб чиқилганидан кейин силлиқ гетероўтишларни тадқиқлаш бошланди ва бундай тузилмалар ярим ўтказгичлар электроникасида кенг қўлланила бошлади.

Энг аввал силлиқ гетероўтишнинг энергетик диаграммаси изотип n-n гетероўтиш мисолида ўрганилган (VII.7-расм).



VII.7-расм. n-n-силлиқ гетероўтиш

Олдхам ва Милнс ҳаракатчан заряд ташувчиларни ҳисобга олиб, Пуассон тенгламасини бу ҳол учун ечиб, ўтказувчанлик зонаси тубининг электронга яқинлик χ_0 нинг координата билан ўзгаришига боғланишини ва ҳажмий заряд соҳаси ҳосил бўлиши шартларини топганлар.

Кейинги шарт

$$\frac{d^2\Theta}{dZ^2} >> 1 \qquad (VII.28)$$

кўринишдабўлади, $\Theta = \chi_0 / kT, Z = x/ L_d; L_d = \left(\varepsilon kT/ e^2 N_d\right)^{1/2}$ Дебай экранлаш радиуси.

(VII.28) шартнинг маъноси: Электрон яқинлик ўзгарадиган характеристик узунлик тегишли Дебай узунлиги

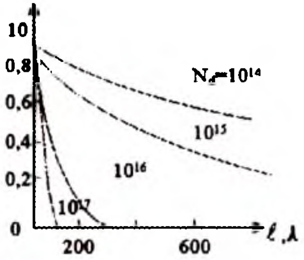
$$L'_d = \left(\frac{\varepsilon\Delta\chi_0}{e^2 N_d}\right)^{1/2} \qquad (VII.29)$$

дан анча кичик бўлиши керак $\Delta\chi_0$=kT деб олинган.

χ_0 ва E_g катталикларнинг силлиқ ўзгариб бориши, кескин гетероўтишга нисбатан , потенциал тўсиқ баландлигини камайтира боради.

p-n силлиқ гетероўтишнинг ўтказувчанлик зонаси вазияти кенг зонали қисмида ўтиш соҳаси кенглигига боғлиқ бўлади(VII.8-

расм). Бошқа томондан, кенг зонали қисмининг легирланиш даражаси ҳам ўтказувчанлик зонаси потенциал тўсиғини пасайтиради. η-потенциал тўсиқ баландлиги пасайишини тасвирлайди.



VII.8-расм. Потенциал тўсиқ баландлигининг ўтиш кенглиги ℓ ва легирлашнинг N_1 даражасига боғлиқлиги

Кескин гетероўтиш учун η=1, у силлиқ ўтиш учун 1 дан кичик. Силлиқ гетероўтишларни одатда <u>тақиқланган зонаси кенглиги координатага боғлиқ кристаллар</u> дейилади. Бундай кристалларда электрон яқинлик, эффектив массалар ва бошқа бир қанча асосий хоссалар координата функцияси бўлади, уларда <u>кристалнинг ҳар бир нуқтасида</u> ҳолатларнинг маҳаллий зичлиги, электронларнинг энергиялар бўйича тақсимоти, тақиқланган зонаси кескин чегараси бўлган ярим ўтказгичлар ҳолидагидек тавсифланиши, тақиқланган зонаси кенглиги ва эффектив масса эса гомоген ярим ўтказгичдагидек ифодаланиши мумкин.

Энди ўзгарувчан тақиқланган зонали кристалларда ноасосий заряд ташувчилар (НЗТ) ҳаракатини қарайлик .

Бир текис легирланган n-тур ярим ўтказгичга кучланиш бериб унда тақиқланган зона кенглиги градиентига параллел электрик майдон ҳосил қилинганда

$$j_n = en\mu_n E + eD_n \frac{dn}{dx},$$

$$j_p = ep\mu_p E - eD_p \frac{dp}{dx} + p\mu_p \frac{dE_g}{dx}. \qquad \text{(VII.30)}$$

$$j = j_p + j_n.$$

Стационар ҳолда узлуксизлик тенгламаси

$$\frac{1}{e}\frac{dj_p}{dx} = -R_p \qquad \text{(VII.31)}$$

бўлади, бунда R_p рекомбинация тезлиги. $\frac{dE_g}{dx}$ ва R_p ларнинг ифодалари маълум бўлса, (VII.30) ва (VII.31) тенгламаларни ечиш мумкин. Кристалнинг ҳар қандай нуқтасида R_p тақиқланган зона кенглигига боғлиқ эмас. $p \gg p_0$ десак, $R_p = \frac{\Delta p}{\tau} = \frac{p - p_0}{\tau} = \frac{p}{\tau}$ бўлади.

Демак, ковакларнинг стационар зичлиги тақсимотини тавсифловчи тенглама

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{1}{kT}\left(eE + \frac{dE_g}{dx}\right)\frac{dp}{dx} - \frac{p}{\tau_p D_\mu} = 0 \qquad \text{(VII.32)}$$

кўринишда бўлиб, чегаравий шартлар: $P = P(0)\big|_{x=0}$ ва $P = 0\big|_{x=\infty}$

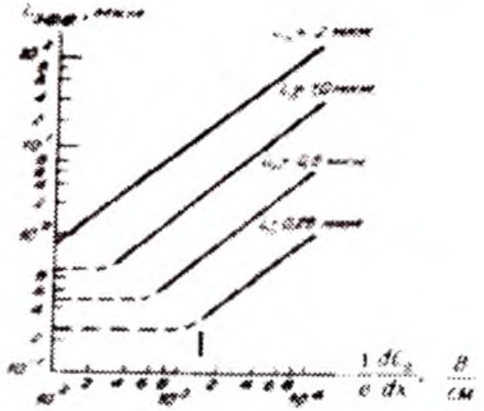
Бу тенгламанинг ечими:

$$p = p(0)\exp\left(\frac{-x}{L_{эфф}}\right), \qquad \text{(VII.33)}$$

бунда эффектив диффузион узунлик:

$$\frac{1}{L_{эфф}} = -\frac{1}{2kT}\left(eE \pm \frac{dE_g}{dx}\right) + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{\left(eE \pm dE_g / dx\right)^2}{k^2T^2} + \frac{4}{L_p^2}} \qquad \text{(VII.34)}$$

«+» ишора ташқи майдон ва E_g нинг градиенти йўналишлари бир бўлгандаги ҳолга мос, ва аксинча, «-« ишора мазкур йўналишлар қарама-қарши бўлган ҳолга мос келади.



VII.9 расм. GaAs-AlAs да $L_{эфф}(dE_g/dx, L_p)$ боғланиш.

dE_g / dx билан боғлиқ майдонни <u>тортувчи майдон</u> дейилади. Бу майдон таъсирида эффектив диффизион узунлик биринчи ҳолда [«+» ишорали (VII.34)ифода] dE_g / dx ва L_n га боғлиқ равишда ортиб боради (VII.9-расм).

Силлиқ гетеротузилмада НЗТ ҳаракати хусусиятларини рекомбинацион нурланиш спектрларини ўрганиш ёрдамида ошкор қилинади.

Силлиқ гетеротузилмаларда легирлаш даражасини ўзгартирмасдан НЗТ харакатини бошқариш имконияти пайдо бўлди.

VII.3. Тескари кучланиш берилганда гетероўтишлар хоссалари ВАХ нинг тескари тармоғи

Гетероўтишнинг хар икки қисми оз легирланган, зона-зона туннелланиши йўқ бўлсин. Бу ҳолда тескари кучланиш берилган гетероўтишларда токни ноасосий заряд ташувчиларнинг иссиқлик ҳаракати эвазига пайдо бўлиши ва потенциал тўсиқдан ошиб ўтиши аниқлайди. Шунинг учун чегарадаги потенциал тўсиқ шакли муҳим бўлади. Тескари кучланиш олган гетероўтишларда материал ҳажмида ноасосий заряд ташувчилар генерацияси, ҳажмий заряд соҳасида уларнинг вужудга келиши, зоналар ичида туннелланиши жараёнлари мавжуд бўлади.

p-GaAs-n-$Al_xGa_{1-x}As$ гетероўтишларда ВАХ тескари тармоғининг <u>бошлангич қисмида</u> токни кенг зонали ярим ўтказгичнинг ҳажмий заряд соҳасида ташувчиларнинг иссиқликдан пайдо бўлиши аниқлайди, чунки ΔE_c тўсиқнинг мавжудлиги туфайли тор зонали қисмида вужудга келган заряд ташувчилар тўсиқдан ўта олмайди. Аммо, <u>кучланиш оша бориши билан</u> кенг зонали ярим ўтказгичда ҳажмий заряд соҳаси кенгаяди, ΔE_c баландликли тўсиқ шаффофлиги ортади, туннелланиш авж қилади, ВАХ нинг тескари тармоғида кескин богланиш кузатилади.

ΔE_c тўсиқ орқали <u>туннелланиш</u> эхтимоллиги

$$D = D_0 \exp\left[-\frac{2\sqrt{2m}}{3e\hbar} \frac{\Delta E_c^{3/2}}{\varepsilon} \right] \qquad (1.109')$$

кўринишда ифодаланади. $\mathcal{E}$ чегарадаги электрик майдон кучланганлиги (1.9 бандга қаранг). Бу ҳолда

$$\mathcal{E} = \frac{4\pi e}{\varepsilon_1} \frac{\omega_0 (V_k - V)^{1/2}}{V_k^{1/2}} \frac{N_a N_d}{N_a + N_d}. \qquad (VII.35)$$

V_k контакт потенциаллар айирмаси. Туннелланиш токи

$$I_T = I \sim \exp\left(-\frac{\alpha V_c^{3/2}}{(V_k - V)^{1/2}}\right), \qquad (VII.36)$$

бунда

$$\left.\begin{aligned} \alpha &= \frac{\sqrt{2}\varepsilon_1 (m_1)^{1/2} (N_a + N_d)}{6\pi\hbar e^{1/2} w_1 N_a N_d} \\ V_c &= \Delta E_c \;/\; e, w_1 = w_0\sqrt{V_k}, \end{aligned}\right\} \qquad (VII.37)$$

w_0 кучланиш йўқлигида гетероўтиш кенглиги

Тескари кучланиш янада ошганда тескари токни юасосии заряд ташувчиларнинг тор зонали ярим ўтказгичда иссиқликдан вужудга келиши аниқлайди. Бу ҳодисани найдо қиладиган кучланиш кенг зонали ярим ўтказгичнинг ўтказувчанлиги даражасига боғлиқ.

Гетероўтиш чегарасида узилишлар бўлганда ва кенг зонали қисмида $n_n<5\cdot10^{16}$см$^{-3}$ бўлганда муайян тескари кучланишлар оралиғида тескари токи тор зонали материал асосидаги р-n гомоўтишдаги тескари токдан $\exp(\Delta E_c/kT)$ [ёки $\exp(\Delta E_v/kT)$] марта кам бўлади. Бу ҳодисадан кичик тескари токли юқори температурада ишлайдиган диодлар тайёрлашда фойдаланилади. Тор зонали n-ярим ўтказгичда донорлар зичлигини кенг оралиқда ўзгартириб, тескари ток катталигини ўзгартириш ва ҳатто уни 2-3 тартибга насайтириш мумкин.

VII.4. Гетеротузилмаларда зарбий ионлашнинг хусусиятлари

Гетероўтишли тузилмаларда ҳам кучли электрик ва магнитик майдонлар таьсирида айрим муҳим эффектлар вужудга келади.

Биз бу ерда зарбий ионлаш ҳодисаси устида тўхталамиз. Анизотип кескин гетероўтишларда зарбий ионлаш ўз хусусиятларига эга,у гетерочегаранинг икки томонидан диэлектрик сингдирувчанликнинг фарқи бўлиши, ва ҳажмий заряд соҳасида бўсағавий энергиянинг бўлиши, ажралиш чегарасида ΔE_c ва ΔE_v узилишларнинг бўлиши билан боғлиқ.

Агар ΔE_c тор зонали ярим ўтказгичда бўсағавий энергия $E_б$ дан катта бўлса, у ҳолда кенг зонали ярим ўтказгичдан ўтган электронлар энергияси электрон-ковак жуфтини вужудга келтиришга етарли

бўлади. Бунда зарурий кучланиш p-n гомоўтишдагидан кичик бўлади.

Назарий ҳисобларнинг тасдиқлашича, зарбий ионлаш фақат тор зонали материалдагина эмас, балки гетерочегаранинг ўзида ҳам содир бўлиши мумкин.

Зарбий ионлаш режимида ишловчи барча асбобларнинг параметрлари коваклар ва электронларнинг зарбий ионлаш коэффициентлари β/α нисбатига кучли боғлиқ.

Бу нисбатнинг қийматини бошқариш мақсадида кўп қатламли гетеротузилмада ΔE_c ва ΔE_v орасидаги фарқни катта қилиб олиш усули таклиф қилинган.

Бундай гетеротузилмалар кам шовқинли фотодиодлар, кўчкили учма диодлар яратишда қўлланилади.

Силлиқ гетеротузилмаларда тескари кучланиш берилган ҳолда тақиқланган зона градиенти электрик майдон туфайли электрон ва ковакка таъсир қилувчи кучлар тенг эмас. Муайян тескари кучланиш берилганда зарбий ионлаш бошланади. Зарбий ионлаш коэффициентлари α ва β электрик майдонга экспоненциал боғлиқ бўлганлигидан α/β нисбат, гомоген материалга нисбатан, анча ортиқ бўлади.

Назорат учун саволлар

1. Гетероўтиш нима?
2. Кескин гетероўтишнинг энергетик зоналари тузилмаси қандай?
3. Кескин гетероўтишда потенциал тақсимоти гомоўтишдагидан қандай фарқ қилади?
4. Кескин p-n ўтишнинг электрик сиғими ифодаси қандай?
5. Кескин n-n ўтишнинг электрик сиғими ифодаси қандай?
6. Кескин анизотип гетероўтишнинг ВАХини тавсифланг.
7. Кескин изотип гетероўтишлар ВАХини тавсифланг.
8. Гетероўтишларда ўта инжекция (суперинжекция) эффекти нима ва унинг сабаби қандай?
9. Силлиқ гетероўтишларни тавсифланг?
10. Гетеротузилмада зарбий ионланиш қандай?

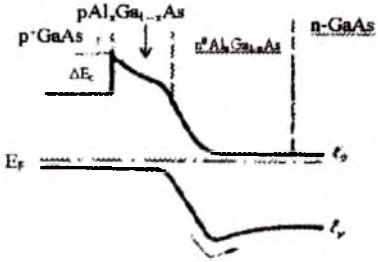
VIII БОБ
ГЕТЕРОЎТИШЛАР АСОСИДАГИ ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛИ АСБОБЛАР

Ярим ўтказгичли асбоблар қўлланиладиган соҳаларнинг кенгайиб бориши диодлар, транзисторлар тайёрлаш учун кремнийга нисбатан кенгроқ тақиқланган зонали моддаларни қидириб топиш масаласини қўйди. Кенг зонали моддалардан, биринчи навбатда GaAs дан фойдаланишга ўтиш асбобнинг ҳажмини каттайтирмасдан, унинг тезкорлиги ва қувватини ошириш имконини берди. Тақиқланган зона кенг бўлса, асбоб ишлайдиган температура шунча юқори бўлади, шунингдек, асбобнинг кўп параметрлари ҳам яхшиланиши мумкин.

Маълумки, тўғрилагич диодларда бир бирига боғлиқ икки параметр тўғри йўналишда энергия йўқотишлар катталиги ва тешилиш пайдо қиладиган тескари кучланиш катталиги энг муҳим бўлади. Тескари кучланишларни ошириш учун кучсиз легирланган (киришмалар кам бўлган) соҳанинг қалинлигини каттайтириш керак, бу эса тўғри йўналишда базада кучланишни бир қисми тушиши оқибатида энергия йўқотишларни оширади. Бу зиддиятни бартараф қилишнинг икки йўли аниқланди.

VIII.1. Силлиқ гетеротузилма асосидаги юқори волтли (қувватдор) диодлар

Бундай диодлар биринчи марта 1967 йилда (Ж.И.Алферов ва б..) тавсифланган. Диодлар $Al_x\ Ga_{1-x}As$ қаттиқ эритмалар асосида тайёрланган $p^+ - n^0 - n^+$ тузилишли бўлиб, уларнинг юқори қаршиликли тақиқланган зонаси кенглиги ўзгарувчан бўлган ва p^+ соҳа томонидан камайиб борган. (VIII.1 расм).



VIII.1 расм.Силлиқ гетероўтиш асосида юқори вольтли диод

VII.2 бандда қурилган ўзгарувчан тақиқланган зонали кристалларда grad E_g нинг электрик майдони номувозанат заряд ташувчилар (НЗТ) нинг таъсирида $L_{эфф}$ эффектив диффузион узунлиги муайян шароитда ортади. Бу эса диод базасида тўғри кучланиш камаяди демакдир. Иккинчи томондан, кенг зонали соҳада р-п ўтишнинг кучланишини камайтиради, тешилиш борлиги тескари токларни кўтаради.

Тавсифланаётган диодларда p^K соҳа чегарасида E_gқ1.8ј1.9 эВ. 50-100 мкм масофада силлиқ равишда GaAs нинг E_g(GaAs)қ1.35ј1.4 эВ сигача пасаяди. n^0 соҳада N_dқ10^{13}ј10^{14}см$^{-3}$ чамасида.

Тешилиш кучланиши 1 кВ га етади. 360 ^{0}С температура ва 100 В кучланишда тескари ток $1,6\cdot10^{-2}$А/см^2 дан ошмайди. Тўғри кучланишлар, $j\approx200$ А/см^2,бўлганда, 2ј3 В дан ошмайди.

Бу диодлар тўғри йўналишда кучланиш олганда ёруғлик чиқаради, нурланишнинг максимумига $h\nu_m$қ1,75ј1,9 эВ энергия тўғри келади. Тўғри йўналишдан тескари йўналишга ўтказиш (қайта улаш) вақти $5\cdot10^{-8}$с тартибида бўлади.

Кучли ва импульсли диодлар техникасида GaAs ярим ўтказгичнинг кенг қўлланишининг сабаби кам киришмали (кучсиз легирланган) n^0-GaAs нинг олиш усуллари ишлаб чиқилганидир.

VIII.2. Галлий арсениди асосидаги кучли диодлар

Улар $p^K-n^0-n^K$ тузилишга эга. кесим юзи 1 см^2 дан ортиқ. Одатда $V_{тўғ}< 2\div3$ В (n^0-база қалинлиги 100мкм, $j\approx10^3$А/см^2). Диод ВАХи тўғри тармоғи дастлабки қисмини

$$I = I_0 \exp\left({eV}/{\beta kT} \right)$$

тарзда ифодаланади, бунда β токка ва температурага боғлиқ коэффициент, $1,1\leq\beta\leq2$.

100-150 ^{0}С дан юқорида тескари ток $j_{тес}\approx V_{тес}^{1/2}$ ва уни ҳажмий заряд соҳасида ноасосий ташувчилар пайдо қилиниши аниқлайди. Пастроқ температураларда тескари ток асосан сиртий сирқиш токидан иборат. Суюқлик эпитаксияси усулида 280^{0}С да $V_{тес}$ 10 ва 300 В га тенг бўлган ҳолларда $j_{тес}\approx10^{-3}$ А/см^2 ва $j_{тес}\approx10^{-2}$ А/см^2.

Газ эпитаксияси усулида тайёрланган диодларда $V_{тес}$>100В бўлганда тескари ток юқоридаги чамада Тешилиш кучланишнинг рекорд қиймати 1,5 кВ.

GaAs асосидаги диодларда кремний асосидаги диодларга нисбатан тўғри йўналишда рухсатланган ток қийматлари анча юқори бўлади.

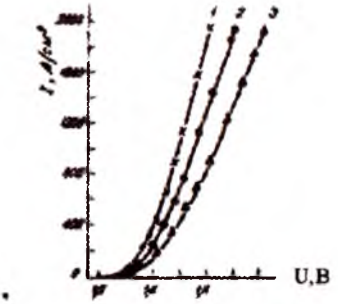
Мумкин бўлган энг катта температура ҳам биринчи диодларда юқори, уларнинг тўғрилаш хоссаси 300^0C гача сақланади.

GaAs диодларнинг тезкорлиги ҳам Si диодларникидан анча яхши: $p^K - n^0 - n^K$ тузилмаларнинг тўғри йўналишдан тескари йўналишга ўтказиш вақти, $j_{тес} = 500$ А/см^2 бўлган ва $j_{тес} = 100$ В бўлганда 100÷300 нс ни ташкил этади.

1МГц гача тўғриланган ток амплитуаси такрорийликка деярли боғлик эмас.

GaAs диодлар ВАХ и тўғри тармоғи

VIII.2 расмдан кўринишича, база соҳасининг қалинлиги W_n тўғри кучланишга ҳам таъсир қилади. GaAs диодлар тўғри йўналишда ёруғлик чиқаради, шунинг учун диоднинг база соҳаси бўйлаб рекомбинацион нурланиш интенсивлиги тақсимотини ўрганиб, базада инжекцияланган заряд ташувчилар тақсимоти ҳақида маълумот олиш мумкин:



VIII.2 расм. GaAs диоднинг ВАХ и тўғри тармоғи (T=300K). W_n=40 (1); 60 (2); 100 (3) мкм.

$$I = \frac{\Delta p}{\tau_н}, \qquad (VIII.2)$$

бунда I-нурланиш интенсивлиги, $\tau_{нур} = \left[B\left(n_n + \Delta p\right)\right]^{-1}$, В нурланиш рекомбинация коэффициенти, n_n ва Δp мос равишда, базада заряд ташувчиларнинг мувозанатий ва номувозанатий зичлиги. Кичик инжекция $n_n >> \Delta p$ соҳасида $I \sim \Delta p$, катта инжекция $n_n >> \Delta p$ соҳасида $I \sim \Delta p^2$ бўлишлигидан $p^+ - n^0 - n^+$ тузилманинг базаси бўйлаб номувозанатий зичлик тақсимотини аниқлаш қийин эмас. Бу тақсимотнинг база қалинлиги ва инжекция даражасига боғлик бўлишлиги аниқланган.

$p^+ - n^0 - n^+$-тузилишли диоднинг кучсиз легирланган базасида НЗТ зичлигини аниқлаш ва ВАХ ни ҳисоб қилиш учун қуйидаги тенгламалар системаси ечилади:

$$j_p = eE\mu_p p - eD_p\left(\frac{dp}{dx}\right), \qquad \text{(VIII.3)}$$

$$j_n = eE\mu_n n + eD_n\left(\frac{dn}{dx}\right), \qquad \text{(VIII.4)}$$

$$j = j_n + j_p, \qquad \text{(VIII.5)}$$

$$\frac{1}{e}\frac{dj_p}{dx} = -\frac{p - p_0}{\tau_p} + Gp \quad (n^0 - \text{база учун}), \qquad \text{(VIII.6)}$$

$$\frac{1}{e}\frac{dj_n}{dx} = -\frac{n - n_0}{\tau_n} + Gn \quad (p^+ \text{ эмиттер учун}), \qquad \text{(VIII.7)}$$

$$n = N_d + p_n = n_n + p_n, \qquad \text{(VIII.8)}$$

$$p = N_a + n_p = p_p + n_p, \qquad \text{(VIII.9)}$$

(VIII.3-VIII.5) токлар тенгламалари, (VIII.6-VIII.7) узлуксизлик тенгламалари (бу тенгламалар олдинги боблардан бизга таниш), (VIII.8-VIII.9) ифодалар n^0 ва p^+ соҳасининг квазинейтраллик шартларидир. τ_p ва τ_n лар нурланишга тегишли $\tau_{нур}$ ва нурланишсиз яшаш вақтлари орқали ифодаланади:

$$\frac{1}{\tau_p} = \frac{1}{\tau_{нур}} + \frac{1}{\tau_б^p}, \qquad \frac{1}{\tau_n} = \frac{1}{\tau_{нур}} + \frac{1}{\tau_б^n}. \qquad \text{(VIII.10)}$$

(n^0 –база учун):

$$\tau_{нур} = \frac{1}{B^n(n_n + p)}, B^n = 7{,}2 \cdot 10^{-10}\, см^{-3}/с$$

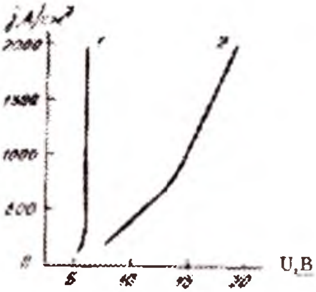
(p^+-эмиттер учун):

$$\tau_{нур} = \frac{1}{B^p(p_p + n)}, B^p = 7{,}2 \cdot 10^{-10}\, см^{-3}/с$$

деб олинган.

$p^+ - n^0 - n^+$ диоднинг ВАХ и VIII.3-расмда тасвирланган.

Бунда 1 чизиқ ёруғликнинг база ўтказувчанлиги ўзгариши ҳисобга олингандагина ВАХ ни, 2 чизиқ эса бу таъсирни эътиборга олинмагандаги ВАХ ни тасвирлайди. Қуйидаги диаграммада шундай диоднинг тузилиши тасвирланган (VIII.4-расм).

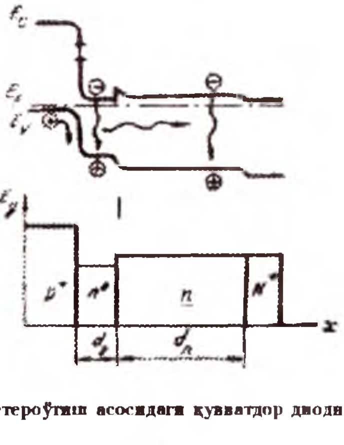


VIII.3 расм. $p^+ - n^0 - n^+$ диод ВАХ и.

$p^+ - n^0 - n^+$ тузилишли диоднинг ВАХ и тўғри тармоғини таҳлили кўрсатишича.

1) Рекомбинацион нурланишнинг базада ютилиши НЗТ нинг диффузион узунлигини муҳим даражада узайтиради.

2) p^+ соҳа параметрларини тегишлича танлаб, база соҳаси ўтказувчанлигини бошқариш мумкин, бу эса тўғри кучланишларни камайтиради.



VIII.4 расм. Гетероўтиш асосидаги қувватдор диоднинг тузилиши

3) $d_n = 200 мкм$, $V_{теш}$ ~3kB ва $V_{тўғ}$ кичик бўлган кескин ўтишли тезкор $p^+ - n^0 - n^+$ диодлар тайёрлаш мумкин.

(n^0+n) базанинг таркибий қисмлари тақиқланган зоналари кенглигини n^0 соҳадаги рекомбинацион нурланиш n соҳада оптимал ютиладиган қилиб танлаш керак. n^0 соҳа кенглиги L_p дан анча кичик, n соҳаники тескари йўналишда кучланиш берилганда ҳажмий заряд қатлами жойлашиши зарурлиги шарти асосида танланади.

Бу бобда тавсифланган кучсиз легирланган GaAs асосида тезкор, юқори температураларда ҳам бардошли диодлар хоссаларини ўрганиш натижалари GaAs транзисторлар тайёрлаш замини бўлди.

VI.5 параграфда гомоўтишлар асосидаги тиристорлар тўғрисида умумий маълумот баён қилинган.

p n p n гетеротузилмалар асосидаги тиристорларда *кенг зонали эмиттерлардан* фойдаланиш ишлаш токлари юқори чегарасини кўтариш ва бошқа хоссаларни яхшилаш имконини беради.

Бир томонлама инжекция эмиттер ўтишлари сиғимини камайтиради. тешилиш кучланишини оширади. Тиристор чиқарадиган ёруғлик кенг зонали эмиттер орқали ташқарига чиқади бу туфайли S симон ВАХ ли юқори самарали қувватдор ёруғлик нурлантиргичлар яратилди.

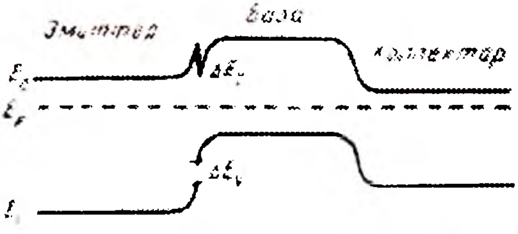
Гетеротузилмалар асосидаги тиристорларнинг тезкорлиги анча юқори бўлади. Масалан, тиристор таркибида оптотранзистордан фойдаланилса, тезкорлик кўп марта ортади.

VIII.3. Гетеротузилмалар асосидаги транзисторлар

Гетероўтишлар ва гетеротузилмалар устида олиб борилган жадал ва унумли тадқиқотлар улар асосида самарали ишлайдиган хилма хил асбоблар тайёрлаш имконини берди, ярим ўтказгичлар электроникаси ривожида яна бир катта босқич бўлди. Жумладан, гетеротузилмалар асосида транзисторларнинг бир нечта хили ишлаб чиқилди.

VIII.3.1 Қўш қутбий транзисторлар

Кенг зонали эмиттерли қўш қутбий транзисторларнинг энергетик диаграммаси VIII.5 расмда тасвирланган. Транзисторларнинг энг муҳим характеристикаларидан бири кучайтириш коэффициентининг эмиттер токига боғланишидир.



VIII.5 расм Кенг зонали эмиттерли транзисторнинг энергетик диаграммаси

Одатда катта токлар соҳасида база ўтказувчанлиги ўзгаради, бу эса эмиттернинг инжекция коэффициентини камайтиради, оқибатда транзисторларнинг кучайтириш коэффициенти камайиб кетади. Фақат *кенг зонали эмиттергина* инжекция коэффициентини доимий сақлаб туриши мумкин. Буни ушбу соддалаштирилган мулоҳазалар асосида кўрсатса бўлади.

Гетероўтишларнинг идеал моделида тор зонали ярим ўтказгичдан ва кенг зонали ярим ўтказгичдан инжекцияланган заряд ташувчилар токлари нисбати $\exp\left(-\frac{\Delta E_c + \Delta E_v}{kT}\right)$ экспонентага пропорционал бўлади.

Масалан, агар $\Delta E_c + \Delta E_v \geq kT$ бўлса, кескин эмиттер ўтишли n-p-n тузилманинг эмиттери эффективлиги (инжекция коэффициенти):

$$\gamma = \frac{I_{nэ}}{I_{pэ} + I_{nэ}} = \frac{1}{1 + {I_{pэ}}/{I_{nэ}}} \approx 1. \qquad \text{(VIII.11)}$$

Эмиттерникига нисбатан база соҳаси кучлироқ легирланиши имконияти $r_б$ база қаршилигини камайтиради ва эмиттер ўтиш сиғими $C_{бэ} = \sqrt{N_э}$ ни ҳам насайтиради. Бу эса транзисторни тезкорроқ қилади.

Яна бир муҳим транзистор характеристикаси генерация энг катта такрорийлиги ёки қувват бўйича кучайтириш коэффициенти 1 га тенг бўлиб қоладиган такрорийликдир. Бу катталик транзисторнинг уланиш схемасига боғлиқмас.

Уни $\nu_{макс}$ деб белгиласак, $\nu_{чег}$ чегаравий (отсечка) такрорийлик бўлса, у ҳолда

$$\nu_{макс} \sim \left(\frac{\nu_{чег}}{R_б C_к}\right)^{\frac{1}{2}}, \qquad \text{(VIII.12)}$$

бунда $C_к$ – коллектор сиғими, $R_б C_к = \tau_к$ коллектор занжири вақтий доимийси. $R_б$ база қаршилигини камайтириш (бир ёки икки тартибга) тезкорликни ошириб юборади. Мана шунга биноан, GaAs асосида қўш қутбий транзисторлар тайёрлана бошланди.

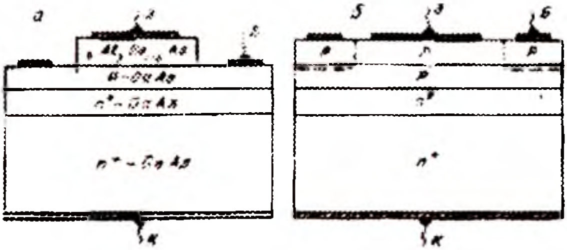
База соҳаси сифатида кенг зонали ярим ўтказгич, масалан, GaAs дан фойдаланилса, тезкорлик ошади, ишчи температуралар кўтарилади.

База соҳасида заряд ташувчилар зичлиги ~10^{18}см$^{-3}$ва база қалинлиги 0,1 мкм бўлган n-p-(GaAs)-n($Al_xGa_{1-x}As$) транзисторда

хона температурасида база соҳасидан электроннинг ўтиш вақти $t_{уч} = \frac{ew_б^2}{2\mu_n kT}$ пикосекундларни ташкил қилади.

VIII.3.2. GaAs Al ва As тизимли тезкор гетеротранзисторлар

VIII.6 расмда икки тур транзистор тасвирланган. Иккинчи тур транзисторлар – планар (ясси) транзисторлар афзалликларга эга база соҳасида ёйилиб оқиш қаршилигини камайтиради, уларда ҳимоя қатлами сифатида Si, SiO_2, Si_3N_4 нардалар қўлланади.



VIII.6 расм. Кенг зонали эмиттерли транзисторнинг тузилиши: а меза тузилиши; б планар (ясси) тузилиши

Мазкур транзисторларнинг асосий параметрлари ва характеристикалари қуйидагилар:

1) Транзисторнинг статик кучайтириш коэффициенти $\alpha_0 = \gamma \sec h\left(\frac{w}{L}\right)$ базанинг w қалинлигининг L диффузион узунликка нисботи билан аниқланади. *Умумий эмиттерли схемада* α_0 кучайтириш коэффициенти 13000 гача эришилган.

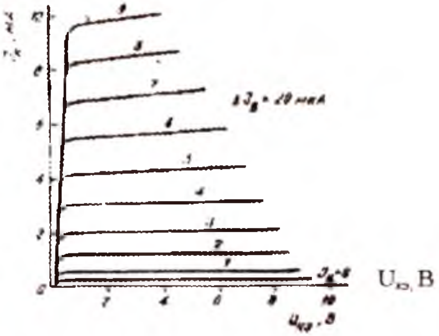
2) транзисторнинг энг муҳим хусусияти α_0 *кучайтириш коэффициентининг* эмиттер токига боғлиқлигидир. *Кичик токлар соҳасида* кучайтириш коэффициенти ўтаётган ток катталигига боғлиқ, инжекция даражаси ошган сайин ошиб боради. Эмиттер ўтишнинг ҳажмий заряд соҳасидаги коэффициенти токка боғлиқ бўлади. Юқори даражада легирланган кенг зонали эмиттер $\left(N_d \rangle 10^{17} см^{-3}\right)$ ҳолида кучайтириш коэффициентининг токка боғланишига туннелланиш токи муҳим ҳисса қўшади.

3) Қаралаётган транзисторларда кенг зонали эмиттернинг бўлишлиги *юқори инжекция даражалари соҳасида* кучайтириш коэффициентини камайтирмайди, дарвоқе, базага киритилган НЗТ зичлиги асосий заряд ташувчилар мувозанатий зичлигидан катта бўлган холларда кучайтириш коэффициенти ўзгармас қолади.

4) Мазкур транзисторларда кучайтириш коэффициенти температурага суст боғланган, у Т билан силлиқ камая боради.

Бу транзисторларнинг кучайтириши эришилган чегаравий такрорийлиги 25 ГГц.

5) База соҳасини бир неча юз ангстремгача торайтириш ва кескин гетероўтишлар ҳосил қилиш имконияти тезкорликни ошириш йўлини очди, бу ҳолда заряд ташувчилар база орқали баллистик равишда ўтказилади (электронлар база соҳасида ҳеч тўқнашмайди). Бунда электронлар тезлиги диффузиянинг энг катта тезлигидан ҳам анча катта.



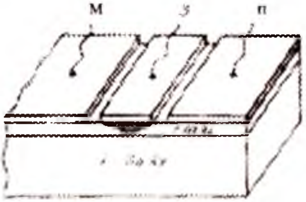
VIII .7 расм. Кўп қутбли гетеротранзисторнинг чиқиш характеристикалари (Умумий эмиттерли схема)

Кенг зонали эмиттерли кескин чегарали транзисторларда электрон яқинликлар фарқи туфайли инжекцияланган электронлар қўшимча кинетик энергия олади, уларнинг тезлиги катта, баллистик учиш вақти кичик. Тажрибаларда $W_б \approx 0,025 \div 0,1$ мкм бўлганда электронларнинг база орқали баллистик учиб ўтиши муҳим ўрин тутади.

VIII.3.3. Гетероўтишлар асосидаги майдоний транзисторлар

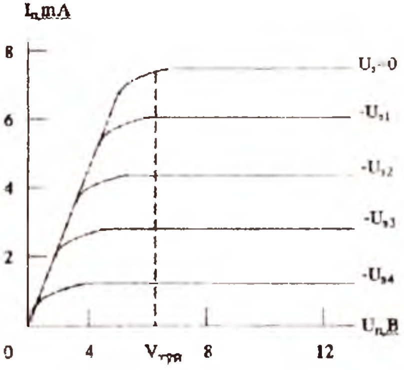
Галлий арсениди айрим майдоний транзисторларни (МТ) тайёрлашда, шунингдек, улар асосида катта интеграл схемаларни яратишда кенг қўлланилади. Ярим ўтказгич диэлектрик чегарасида

сиртий ҳолатлар кўп бўлганлиги сабабидан якқаланган (изоляцияланган) затворли МТ лар кенг қўлланишга эга бўлмади, аммо Шотки затворли МТ лар кўп ишлатилмоқда, чунки уларни тайёрлаш технологияси содда, тезкорлиги юқори, энергетик характеристикалари яхши (VIII.8 расм). Яримизоляцияловчи i GaAs таглик асосида ($\rho>10^7$Ом·см) юпка n турдаги ўтказувчан канал ҳосил қилинади, унда манба ва найновнинг омик



VIII.8 расм. Шотки тўсиқли МТ схемаси

контактлари ҳамда Шотки диодидан иборат бошқарувчи электрод затвор шаклантирилади.



VIII.9 расм. МТ ВАХ лари оиласининг типик кўриниши

Маълумки, МТ нинг иши ток ўтказадиган каналнинг кенглигини электрик майдон таъсирида ўзгартиришга асосланган. Затвор ва манба асосида турли катталикларда $V_{МЗ}$ кучланиш бериб ўтказувчан канал кенглиги (найнов ва манба орасида оқадиган ток орқали) бошқарилади.

VIII.9 расмда МТ нинг ВАХ и кўриниши тасвирланган.

Манба билан пайнов орасига $V_п$ кучланиш берилиб ток ўтиб турганда затвор канал кучланиши манбадан пайнов томон ортиб

бориб, ҳажмий заряд соҳасини кенгайтиради, канал кенглигини камайтиради. Шунинг учун V_n кучланишнинг қандайдир қийматидан бошлаб ток ўсиши тўхтайди. Шу кучланишини $V_{тўй}$ __тўйиниш кучланиш__ дейилади. Ҳажмий заряд соҳаси кенгайиб ўтказувчан каналини бутунлай беркитиб қўядиган кучланишни __кесилиши ёки бўсағавий кучланиши__ дейилади.

МТ га тегишли умумий маълумот VI бобда берилганлиги учун биз бу жойда МТ нинг асосий параметрлари ва характеристикалари ҳақида қисқача маълумотни баён қиламиз.

1) ВАХ нинг тиклиги

$$S = \left.\frac{\partial I_n}{\partial V'_{M3}}\right|_{V_n = const} \qquad (VIII.13)$$

2) Чиқиш ўтказувчанлиги

$$G = \left.\frac{\partial I_n}{\partial V'_{Mn}}\right|_{V_{M3} = const} \qquad (VIII.14)$$

транзистор очиқ ($V_{мз}$=const) ҳолда пайнов ва манба орасидаги қаршиликка тескари катталикдан иборат.

3) Тўйиниш токи

$$I_{тўй} = \frac{\varepsilon\mu_n W}{2aL_3}\left(V'_{M3} - V'_0\right)^2 ,$$

(VIII.15), бунда W канал кенглиги, L_3 затвор узунлиги, ε ярим ўтказгичнинг диэлектрик сингдирувчанлиги, a каналнинг қалинлиги (манба ва пайнов оралиги).

Энг катта тиклик

$$S_m = \left.\frac{\partial I_{тўй}}{\partial V'_{M3}}\right|_{V_{Mn} = const} = \frac{\varepsilon\mu_n W}{aL_3}\left(V'_{M3} - V'_0\right). \qquad (VIII,16)$$

4) Ток бўйича кучайтиришнинг чегаравий такрорийлиги

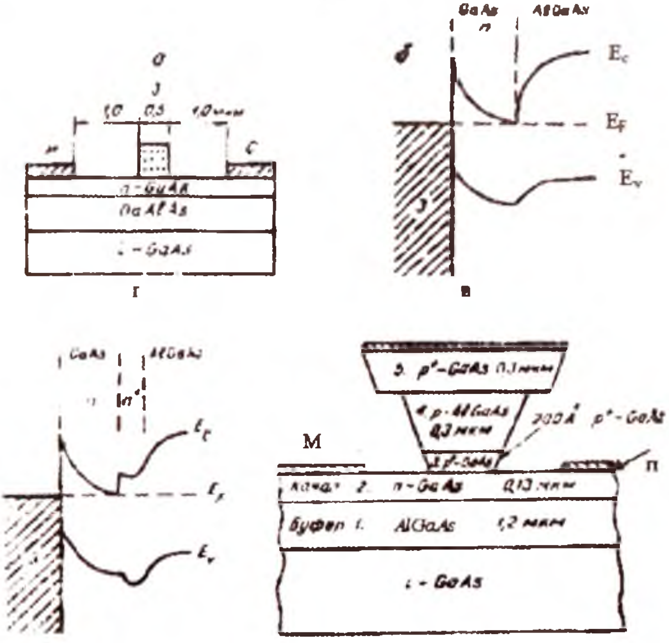
$$v_m = \frac{S_m}{2\pi C_{3M}} = \frac{M_n}{2\pi L_3^2}\left(V'_{m3} - V'_0\right) \qquad (VIII,17)$$

асбобнинг тезкорлигини аниқлайди. Бу ифодадан кўринишича тикликни ва бинобарин, тезкорликни ошириш учун ҳаракатчанлик μ_n каттароқ бўлиши, канал (L_3) қисқароқ бўлиши зарур. Шунинг учун Шотки тўсиқли GaAs асосидаги МТ ларда одатда $L_3 \approx 10^{-4}$см, $a \approx (3 - 4) \cdot 10^{-4}$см, актив соҳанинг қалинлиги $10^3 \div 2 \cdot 10^3\ \overset{o}{A}$ қилиб олинади (бу каналнинг легирланиш даражаси ва затворда потенциал тўсиқ баландлиги орқали аниқланади).

VIII.3.4. Кенг зонали оралиқ қатламли майдоний транзисторлар

Юқори такрорийликларда асосан каналнинг иссиқлик шовқинлари майдоний транзисторларнинг шовқиний хоссаларини аниқлайди. Шовқин токининг флуктуацияси заряд ташувчилар зичлиги ва ҳаракатчанлигига боғлиқ. Шунинг учун кам шовқинли МТ лар яратишда бутун каналда юқори ҳаракатчанлик бўлиши муҳим. Аммо, VIII.8 расмда тасвирланган МТ да канал таглик чегарасида ҳаракатчанлик пасаяди, тиклик камаяди.

МТ ларнинг шовқиний характеристикасини яхшилаш мақсадида паст легирланган (катта ρ ли) GaAs нинг ёки оралиқ қатлами ҳосил қилинади (VIII.10 расм).



VII.10 расм. МТ нинг (а) легирланмаган (б) ва легирланган (г) ҳолдаги ҳамда кенг зонали затворли (в) бўлганидаги схематик тасвири

GaAs ва Al_xGa_{1-x} As чегарасидаги ҳаммавақт ΔE_c га пропорционал потенциал тўсиқ электронларнинг каналдан тагликка ўтиб кетишига тўсқинлик қилади (электронни чеклаш эффекти), бу эса МТ шовқин коэффициентини оширмайди.

МТ нинг диаграммаси VIII.10, б расмда тасвирланган биринчи вариантида диэлектрик хоссаларига яқин ва $\rho>10^6$ Ом·м бўлган $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ қатламдан иборат оралиқ қатлам қўлланилади. VIII.10, в расмдаги иккинчи вариантда n^+ $Al_{0,3}Ga_{0,7}As$ оралик катлам ($d=200\,\mathring{A}$, $N_d=5\cdot10^{17}см^{-3}$, у каналга туташган) ва легирланмаган ўша бирикма қатлами қўлланади. n^K қатламнинг мавжуд бўлиши фаол соҳа чегарасида ҳаракатчан заряд ташувчилар зичлигини оширади, тиклик кесилиш (отсечка) кучланиши яқинида юқорилашади.

Қаралган транзисторларда $\nu=4$ ГГц да шовқин коэффициенти 1,15 децибелл (дБ) (кучайтириш коэффициенти G=11,6дБ), $\nu=12$ ГГц да 2,6 дБ (G=8,7дБ).

VIII.3.5. Затворли гетероўтиш бўлган майдоний транзисторлар

GaAs асосидаги МТ лар мантиқий интеграл схемаларда кенг қўлланилади. Бу МТ ларда затвор сифатида p-n ўтишдан фойдаланилса, затворда тўғри кучланишнинг катта қийматига (≈1,0 В) эришиш мумкин, бу эса МТ нинг тезкорлигини оширади. Аммо, технология жиҳатидан керакли ўлчамдаги p соҳани олиш анча мураккаб. Агар затвор сифатида кенг зонали модда бўлмиш $Al_xGa_{1-x}As$ қўлланилса, у ҳолда каналнинг қалинлигини бир мунча катта қилиб олиш мумкин. Бундай транзисторлар шундай тайёрланади.

Ярим изоляцияловчи GaAs таглигида (VIII.10, в расм) қуйидаги қатламлар ўстирилади: 1-легирланмаган GaAs ёки $Al_xGa_{1-x}As$ оралиқ қатлами; 2-канал, 3-p^+ GaAs; 4-p $Al_xGa_{1-x}As$; 5-p^+ GaAs (контакт қаршилигини пасайтириш учун).

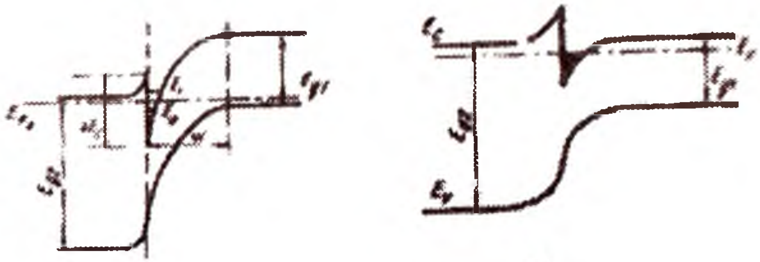
VIII.3.6. Электронлар ҳаракатчанлиги юқори бўлган транзисторлар

МТ ларнинг асосий параметрлари ва характеристикалари қисқача таҳлилидан равшанки, транзисторлар моддасига асосий талаб ўтказувчан каналда заряд ташувчилар μ_n ҳаракатчанлигини катта қилиб олишдир.

Гетероўтишларнинг потенциал чуқурида (VIII.11 расм) ётган заряд ташувчиларнинг гетерочегарага параллел йўналишда кўчиши жараёнларини ўрганиш оқибатида МТ нинг барча параметрлари ва характеристикаларини кескин яхшилаб юбориш (мантиқий амплитуда ва тезкорликни кўтариш, тикликни ва шовқуний харатеристикани яхшилаш) йўллари очилди.

Ҳақиқатан, тақиқланган зоналар кенглиги ва қалинлиги ($10^1 \div 10^3 \overset{o}{A}$) турли бўлган ва навбатлашиб жойлашган қатламлар кўп бўлган гетеротузилмалар <u>ўта панжаралар</u> олинади. Бу ўта панжаралардаги энг қизиқ ходиса заряд ташувчилар ҳаракатчанлигининг гетерочегарага параллел йўналишда ошиб боришидир. Шу ходиса, айниқса, легирланган кенг зонали $Al_xGa_{1-x}As$ ва легирланмаган тор зонали GaAs нинг эпитаксиал қатламлари навбатлашишидан иборат ўта панжараларда яхши ошкор бўлади.

VIII.11 расмдан (а,б) кўринишича, электронлар кенг зонали $Al_xGa_{1-x}As$ дан тор зонали GaAs га ўтади, икки ўлчовли электронлар гази хосил бўлади. Электронларнинг ΔE_c баландликли ва d_{GaAs} кенгликли потенциал чуқурда ҳаракати бир қатор хусусиятларга эга: электронлар GaAs қатламга тик ҳаракатлана олмайди: электронлар энергияси дискрет қийматлар олади.



а б

VIII.11 расм. n-p ва n-n гетероўтишнинг энергетик диаграммаси

Кенг зонали яримўтказгич легирланган, тор зонаниси легирланмаган тузилмаларни <u>селектив легирланган тузилмалар</u> дейилади.

Бундай тузилмалардан (VIII.11 расм) тезкор МТ лар тайёрлашда фойдаланилади. Бу тузилмаларда кенг зонали чегаравий қатлам электронлардан камбағалланган, тор зоналиси эса электронлар билан бойиган қатламга эга, вужудга келган электрик майдон ($\sim 10^5$В/см) гетерочегарада зоналарни анча эгади, тор зонали ярим ўтказгич ҳажмий заряди соҳаси қалинлиги етарлича кичик бўлганда заряд ташувчилар энергетик спектри квантланади.

Квазиклассик тақрибда

$$E_n = \left(\frac{h^2}{2m_e^*}\right)^{1/3}\left(\frac{3}{2}\pi e\varepsilon\right)^{2/3}\left(n+\frac{3}{4}\right)^{2/3} \qquad \text{(VIII.18)}$$

ҳисоблашлар оқибатида Ферми сатҳи (E_F), энг пастки E_0 ва биринчи уйғониш зоналари энергиялари ҳамда электронлар сиртий зичлиги n_s орасидаги

$$n_s = \frac{m^* kT}{\pi \hbar^2} \ln\left[\left(1+e^{\frac{(E_F-E_0)}{kT}}\right)\left(1+e^{\frac{(E_F-E_1)}{kT}}\right)\right] \qquad (VIII.19)$$

боғланиш ҳосил қилинган.

Паст температураларда:

$$n_s = \frac{m^*}{\pi \hbar^2}(E_F - E_0). \qquad (VIII.19')$$

ёки иккинчи зонача бўш ёки тўлдирилган бўлганда

$$n_s = \frac{m^*}{\pi \hbar^2}\left[(E_F - E_0) + 2(E_F - E_1)\right] \qquad (VIII.19'')$$

Шубников де Хааз эффектидан фойдаланиб, n_s сиртий зичликни аниқласа бўлади:

$$n_s = e / \pi \hbar \Delta\left(\frac{1}{H}\right) \quad , \qquad (VIII.20)$$

бунда $\Delta(1/H)$ осцилляция даври.

Электронлар энергиясини квантланиши бир қатор янги эффектлар пайдо қилади: қизғин электронлар узоқ ИҚ диапазонда нур чиқаради, ИҚ фотоўтказувчанлик ва бошқа ҳодисалар намоён бўлади.

Шуни эсда тутиш керакки, гетерочегара бўйлаб электронлар ҳаракати квантланган бўлмайди, заряд ташувчиларнинг гетерочегарада сочилиши унча сезиларли эмас.

Электронларнинг юқори ҳаракатчанлигига эришиш учун энг маъқул таркиб $Al_xGa_{1-x}As$ да $x=0,25\div0,3$ дир. Эришилган рекорд ҳаракатчанлик $\mu=2,12\cdot10^6$см^2/В·с эди.

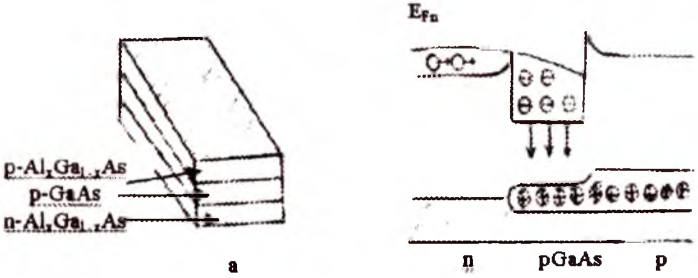
Гетеротузилмаларда электронларнинг гетерочегара бўйлаб ҳаракати ҳолида ҳаракатчанликнинг муҳим даражада ортиб кетиши эффекти заминида ўта тезкор МТ ишлаб чиқилди. Хона температурасида ва манба билан пайнов оралиғи 35 мкм чамасида бўлганда бундай МТ ларнинг тезкорлиги $\approx10^{-11}$с қилинади. Бу йўналишда яна бошқа ютуқлар бўлишлиги шубҳасиз.

VIII.4. Гетеролазерлар

V.9 параграфда инжекцион лазерлар ҳақида маълумот берилганда лазерларда икки энергетик ҳолатдан юқоригисида пастдагисига нисбатан, заряд ташувчилар зичлиги катта қилиниб,

рағбатлантириш ёки мажбурлаш оқибатида юқоридан пастки ҳолатга ўтишлар ҳосил қилинади. Инверс холатлар тўлдирилиши деб аталган бундай ҳолатларни бир неча усул билан ҳосил қилинишни ҳам баён қилинган эди. Хусусан, бундай усуллардан бири p-n-ўтиш орқали айниган яримўтказичга ноасосий заряд ташувчиларни инжекциялаш (киритиш) эканлиги айтиб ўтилган эди. Бунда ўтказувчанлик ва валент зоналар чегаралари орасида рекомбинация юз бериб, нурланиш содир бўлади, ҳосил бўлган фотонлар ютилиши нурланишга нисбатан жуда кам бўлади. Тегишли чоралар кўрилган ҳолда когерент нурланишни ташқарига чиқариш ва катта зичликдаги тор спектрал ораликдаги лазер нури пайдо қилиниши мумкин. Ўша параграфда $nAl_xGa_{1-x}As$-pGaAs гетеротузилишли инжекцион лазерлар гомоўтишлар асосидаги лазерлардан бир мунча афзалликларга эга эканлиги таъкидланган эди. Гетероўтишлар билан танишгандан сўнг ана шу гетеролазерлар тўғрисида энг муҳим маълумотни келтирамиз.

Гетеролазерларнинг тузилиши VIII.12-расмда тасвирланган



VIII.12-расм. Гетеролазер тузилиши(а), энергетик диаграммаси (б)

Маълумки, инжекцион лазерда лазер эффекти пайдо бўлиши учун p-n-ўтиш орқали ток зичлиги муайян бўсағавий қийматдан юқори бўлишлиги керак. Гомоўтишли лазерларда $j_{бўс}=10^5 A/см^2$, гетероўтишли лазерларда эса $j_{бўс}<10^3 A/см^2$. Бундан ташқари гомолазерлар паст температураларда ишлайди, гетеролазерлар эса хона температурасида ишлай олади.

VIII.12-расмдан кўринишича, гетеролазерлар 2 та гетероўтишга эга, p-n-типдаги ўтиш pGaAs соҳага электронларни инжекцияловчи (киритувчи) эмиттер вазифасини бажаради, иккинчи p-p-типдаги ўтиш актив қатламдан (pGaAs) заряд ташувчиларнинг диффуз ёйилиб кетишини чегаралайди; актив соҳа шу ўтиш орасида. Актив соҳанинг ўлчами кичик бўлганлиги туфайли (1-20 мкм) T=300K да узлуксиз нурланиш ҳосил қилиш учун гетеролазернинг бўсағавий токи

5-150 mA тартибида бўлади. Бундай лазерларнинг нурланиш қуввати ~100 мВт чамасида бўлиб, уни актив соҳа қизиши чеклаб қўяди.

Гетеролазерлар тайёрланадиган ярим ўтказгичлар бирдай кристал панжараси даврига эга бўлиши керак. Масалан, $Al_xGa_{1-x}As$ қаттиқ эритмалар асосидаги гетеролазерларда гетеротузилиш p($Al_xGa_{1-x}As$), p(GaAs), n($Al_xGa_{1-x}As$) қатламлардан иборат.

Гетеролзерларда фойдаланиладиган бошқа баъзи ярим ўтказгичлар ҳақида қисқа маълумот келтирамиз.

VIII.1 жадвалдан кўринқб тургаиидек, биринчи тузилмали лазер кўзга кўринадиган соҳада нур чиқаради,

VIII.1 жадвал

Актив қатлам	Кенг зонали эмиттер	Таглик	Тўлқин узунлик диапазони, мкм	Ишлаш температураси, К
GaPAs	AlGaPAs	GaAs	0.74-0.80	300
GaAs	AlGaAs	GaAs	0.88-0.90	300
GaSb	AlGaAsSb	GaSb	1.6-1.8	300
PbSSe	PbS	PbS	4.1-6.4	20-180
PbSnTe	PbTe	PbTe	10-16	4-110

қолганлари инфрақизил соҳада нурланиш ҳосил қилади. Бу жадвалдан келтирилган ва келтирилмаган гетеролазерларнинг кўпчилиги хона температурасида (300К да) ишлай олади.

Гетеротузилмаларни ўрганишда, хусусан, улар асосидаги гетеролазерларни кашф қилиш ва тадқиқлашда Ж.И.Алферов илмий мактабининг хизматлари жуда катта. Бу тадқиқотлар учун Ж.И.Алферов Нобел мукофотига сазовор бўлган.

Гетеролазерлар ва гетеротузилмалар асосидаги бошқа асбоблар, қурилмаларга оид изланишлар давом этмоқда, янгидан янги тадбиқ соҳалари очилмоқда.

Бу бобга тегишли тафсилий маълумотни адабиёт рўйхатидаги [8] манбадан олиш мумкин.

Назорат учун саволлар

1. Силлиқ гетеротузилма асосидаги юқори волтли диодлар тузилиши ва ишлаши қандай?
2. GaAs асосидаги кучли диодлар тузилиши ва ишлаши қандай?
3. p^{+}-n^{0}- n^{-} тузилмали диоднинг ВАХ ини изоҳланг.
4. Гетероўтишлар асосидаги қўш қутбий транзистор қандай ишлайди?
5. GaAs AlGaAs асосидаги тезкор транзисторлар ишлаши қандай?
6. Гетероўтишлар асосида қандай майдоний транзисторлар тайёрланади?
7. Қандай тузилишли транзисторларда электронлар ҳаракатчанлиги катта бўлади ва у нимага керак?
8. Гетеротранзисторларнинг тезкорлиги ҳақида бу бобда қандай маълумот бор?
9. Гетеротранзисторлар ишлай оладиган энг юқори такрорийликлар чамаси қандай?
10. Гетеротранзисторларнинг қўлланиши соҳалари ҳақида нималарни билиб олдингиз?

А д а б и ё т л а р

1. С.Зайнобиддинов, А.Тешабоев, Ярим ўтказгичлар физикаси Тошкент. Ўқитувчи, 1999
2. Г.Е.Пикус. Основы теории полупроводниковых приборов. М "Наука" , 1965
3. В.В.Пасынков. Л.К.Чиркин. Полупроводниковые приборы. М "Высшая школа". 1987.
4. В.И.Гаман. Физика полупроводниковых приборов. Томск. из во ТГУ,1989
5. И.Г.Пичугин, Ю.А.Таиров,...Технология полупроводниковых приборов. М., " Высшая школа ", 1984
6. М.Азизов. Ярим ўтказгичлар физикаси. Тошкент, Ўқитувчи 1974
7. К.С.Ржевкин. Физические принципы действия полупроводниковых приборов. М., МГУ. 1986
8. В.И.Корольков. Н.Рахимов. Диоды, транзисторы и тиристоры на основе гетероструктур. Тошкент, "Фан", 1986
9. Ҳ.Акрамов, С.Зайнобиддинов. А.Тешабоев ярим ўтказгичларда фотоэлектрик ҳодисалар. Тошкент "Ўзбекистон", 1994
10. Ж.И.Алферов ва бош=алар. Гетеропереходы Al_xGa_{1-x} As-GaAs В сб. Физика электронно-дырочных переходов и полупроводковых приборов. Л., "Наука". 1969
11. Р.Бьюб. Фотопроводимость твердых тел. ИЛ, 1962.
12. Я.А.Федотов. Основы физики полупроводниковых приборов М., "Сов. радио", 1963
13. И.П.Степаненко. Основы теории транзисторов и транзисторных систем. М., "Энергия". 1977
14. И.М.Викулин. В.И.Стафеев. Физика полупроводниковых приборов. М., "Сов.радио". 1980
15. Т.М.Агахян. Интегральные микросхемы. М., Энергоатомиздат 1983.
16. С.Зи. Физика полупроводниковых приборов .ТТ.1 и 2. М. "Мир", 1984
17. С.З. Зайнобидинов, С.И. Власов, И.И. Каримов. Майдон транзисторлари. Андижон 1999
18. 18. А.Милнс, Д.Фойхт. Гетеропереходы и переходы металл полупроводник. М., "Мир". 1976
19. В.И.Стриха. Бузенева. Контактные явления в полупроводниках. Киев. Высшая шк.,1982

20. А.И.Ансельм. Введение в теорию полупроводников. М., "Наука". 1978
21. В.Л.Бонч-Бруевич ва б. Сборник задач по физике полупроводников. М., "Наука". 1987
22. В.И.Фистуль. Введение в физику полупроводников. М., "Высшая школа" 1984
23. С.Зайнобиддинов. Физические основы образования глубоких уровней в кремнии. Ташкент, из-во " ФАН ". 1984

ҚЎШИМЧА

Ярим ўтказгичли асбоблар сиртини муқимлаш ва ҳимоя қилиш

Ҳозирги замон электрон техникаси ва радиотехникасида энг муҳим талаблардан бири айрим қисмлари, бирикувлар ва бир бутун қурилма ишончли ва узоқ муддатли ишлай олишидир.

Бу талабнинг қондирилиши ярим ўтказгич сиртининг ҳолати ва унинг атроф муҳит билан ўзаро таъсирлашишига боғлиқ. Бундай асбоблар сиртини муқимлаш ва ҳимоя қилиш вазифаси келиб чиқади.

Кейинги вақтда ҳимояловчи қопламалар сифатида аморф шаклдаги кремний оксиди SiO_2, кремний нитриди Si_3N_4, алюминий оксиди Al_2O_3 пардалари ва уларнинг бирлашмалари кенг қўлланилмоқда.

Ҳимояловчи қопламалар бошқа кўп вазифаларни ҳам ўтайди: улар интеграл микросхемаларда (ИМС) легирловчи муҳит, конденсаторининг диэлектриги, элементларни бир биридан ажратиб турувчи қатлам (изолятор) вазифасини, МДЯ асбоблар ва схемаларда затворнинг диэлектриги, диффузия ёки ионлар билан легирлашда ниқоблар хизматини бажаради. Аммо, ҳимояловчи парда энг мукаммал бўлганда ҳам бўёқлар, жипсловчилар ва бошқа чоралар ёрдамида асбоб қўшимча ихоталанади. Бу масалалар ярим ўтказгич асбоблар технологияси фанида батафсил кўрилади.

Баъзи бир чора тадбирлар билан танишайлик

Ярим ўтказгич асбоблар сирти хоссалари қандай муқимланади?

1. Ярим ўтказгич сиртига газ муҳит каттиқ таъсир кўрсатади. Кислород ва сув буғи айниқса муҳим ўрин тутади. Ярим ўтказгич сиртига кислород ва сувнинг сўрилиши ўтказувчанлик зонасидан электронларни тутиб олишга олиб келади, яъни улар акцепторлар бўлади. Аммо, ярим ўтказгич ҳажмида кислород донор бўлади. Мазкур сўрилган атомлар (молекулалар) зичлигига, уларнинг жойлашиш тартибига қараб бу шароитда олинган электрон ковак ўтишлар характеристикалари ҳар хил бўлади. Асбобнинг танасида сув буғи босимини бошқариш мумкин, уни жипслаш вақтида сув буғининг талаб қилинадиган босими ўрнаштирилади. Бу эса асбобнинг ишлатилиши жараёнида унинг хоссаларини муқим сақлаш имконини беради. Бу мақсадга эришиш учун реактив ютгичлар, молекуляр элаклар цеолитлардан ва сиртий оксидловчи тикловчи реакциялардан фойдаланилади.

2. Электрон ковак (р п) ўтишлар сиртини атрофидаги атмосферадан ҳимоялаш учун намга бардошли бўёк ёки компаунд қопламалари қўлланилади. Бу усул энг содда ва технологик қулайдир.

Кремнийли полимер пардалар муҳим қопламалар бўлиб, улар ярим ўтказгич сиртни силанлаш усулида ўтқазилади.

Табиий шароитда, масалан, кремний ва германий сирти ҳамма вақт оксид қатлами билан қопланган. Аммо, бу қатламларнинг ҳимоявий хоссалари унча юқори эмас, шунинг учун ярим ўтказгич сиртини сунъий оксидлаш усуллари қўлланилади.

Кремний оксиди SiO_2 пардаларидан ярим ўтказгич сиртини ва айниқса р-п ўтишнинг сиртига чиқиш жойларини ҳимоялаш учун фойдаланилади. У жуда кўп мақсадларни амалга оширишга имкон беради.

Оксидлаш усуллари:

1. Термик оксидлаш;
2. Электролитда анод оксидлаш;
3. Кислород плазмасида оксидлаш;

Биринчи усул кўп қўлланилади. Кислород атмосферасида термик оксидлашда

$$Si+O_2 \rightarrow SiO_2$$

реакция амалга оширилади.

Кремнийни сув буғида оксидлаш усули ҳам қўлланилади. Бу ҳолда ҳам анча сифатли оксид пардалар ҳосил қилиниши мумкин. Бошқа бир неча усуллар ҳақида махсус адабиётда батафсил маълумот олиш мумкин.

Сиртни оксидлаш йўли билан кремнийда ёки унинг карбидида юқори электрик ва ниқобловчи ҳимоявий қопламалар ҳосил қилиш мумкин. Бу икки ҳолда ҳимоявий қатлам шишасимон кремний оксиди бўлади. Бундай қатламни ўтқазиш усуллари ишланган.

1. Бевосита ўтқазиш усуллари: Вакуумда SiO ни чанглаб, кейин уни SiO_2 шаклига етказиш; электронлар нури таъсирида кварцни чанглаб вакуумда SiO_2 ни ўтқазиш; кремнийни паст босимда кислород муҳитида буғлантириш.

2. Билвосита усуллар: алкоксисиланлар пиролизи; моносиланни оксидлаш; кислород плазмасида кремнийни реактив чанглаш.

Кремний оксиди SiO_2 қатлами ниқоблаш хоссасига эга, яъни у юқори температурада маҳаллий диффузия жараёни ўтказилганда киришмаларнинг кириб қолишига йўл қўймайди.

SiO_2 дан бошқа яна кремний нитриди ва алюминий оксиди қопламалари, комбинацион қопламалар ҳам қўлланади. Баъзи ҳолларда SiO_2 ҳимоявий қопламаларни қўллаш мумкин эмас, чунки улар Al, Ga, In киришмалар диффузиясини ниқоблаши қийин ва ҳ.к..

Бир қатор ҳолларда кремний нитриди Si_3N_4 қопламалари ёки Si_3N_4 ва SiO_2 биргаликдаги қопламалари қўлланилади.

Баъзи металларнинг физик хоссалари кўрсаткичлари

Металлар / Катталиклар	Алюминий Al	Волфрам W	Кумуш Ag	Мис Cu	Никел Ni	Олтин Au	Платина Pt	Галлий Ga	Темир Fe	Кўрғошин Pb	Қалай Sn
Панжара даври, 10нм=Е	4,05	3,16	4,18	3,61	3,52		3,92		2,87	4,95	
Зичлик, 10^3кг Fм^3	2,7	19,3	10,5	8,7	8,9	19,32	21,4	5,91	7,87	11,3	7,30
Суюлиш нуқтаси ^{0}C,	659	3380	962	108 2	143 2	1063	1770	29,8	1530	327	232
Чизиқий кенгайиш Коэф-ти 10^5 К$^{-1}$	2,26	0,43	1,9	1,66	1,25	1,4	0,895		0,113	2,83	2,0
Иссиқлик ўтказувчанлик коэф.т Вт F м.К	210	130	418	395	92	293	74		75	35	
Солиштирма иссиқлик сиғими кЖ F кг.К	0,88	0,134	0,235	0,39	0,46		0,132		0,45	0,13	
Электрик қаршиликнинг темп. Коэф-ти, 10^3 ^{0}C^{-1}	4,2	4,6	4,033	4,30	6,0	3,8	3,93		6,51	3,36	
Дебай температураси Θд, К	394	310	215	315	446	165	229		420	88	
Чиқиш иши, эВ	4,25	4,54	4,30	4,40	4,50	4,30	5,32		4,31	4,0	
Электрон яқинлик, эВ	1,47	1,40	1,42	1,75	1,75	1,42	1,44	1,82	2,01	1,55	1,72

Айрим диэлектрикларнинг асосий хоссалари кўрсаткичлари

Диэлектрик модда	Зичлик, $\rho \times$ кг/м^3	Диэлектрик сингдирувчанлиги	Чизиқий кенгайиш коэффициенти $\alpha_e = 10^7$ К$^{-1}$	Солиштирма иссиқлик сиғими Ж/кг·К	Иссиқлик ўтказувчанлик, Вт/(м·К)	Солиштирма электрик қаршилик ρ, Ом·м	Электрик мустаҳкамлик, В/м
Ош тузи NaCl	2,17	5,62-6,0	39,2-3,9	860	9,95	10^7	$1,56 \cdot 10^{11}$
Олмос C	3,07-,56	5,6-5,8	22,0 (40-280^{0}C)	510	630	10^{12}-10^{14}	
Парафин	0,4-,9	1,9-2,2	1300 (20^{0}C)	1582	0,123 (30^{0}C)	$3 \cdot 10^{11}$	$(2\text{-}3) \cdot 10^7$
Слюда	2,8-3,2	4,5-8,0	82,5 (20÷300^{0}C)	890	0,239 (20^{0}C)	10^{11}-10^{15}	$(1\text{-}2) \cdot 10^8$
Шиша	2,2-4,0	4-10	Авиа 300	894	0,536-1,39	10^9-10^{12}	$(2\text{-}3) \cdot 10^7$
Чинни	2,4	6,5	20-55,3	1092	1,05	$3 \cdot 10^{12}$	$2 \cdot 10^7$
Эбонит	1,3	2,7	842 (20÷40^{0}C)	1432	0,176	10^{14}	$2,5 \cdot 10^7$

Баъзи ярим ўтказгичларнинг асосий хоссалари

Ярим ўтказгич модда	Панжара доимийси d·10, ам	Зичлик, 20^0C мг/м^3	Чизиқий кенгайиш темп.коэфф. (0-100^0C), 10^6, K^{-1}	Солиштирма иссиқлик ўтказувчанлиги Вт/(см·К)	• Солиштирма иссиқлик сиғими (0-00^0C), Ж/(кг·К)	Суюлиш температураси, ^0C	Тақиқланган зона кенглиги, эВ, 0 К да	Тақиқланган зона кенглиги, эВ, 300 К да	Электронлар харакатчанлиги м^2/В·с	Коваклар харакатчанлиги м^2/В·с	Электронларнинг чиқиш иши	Диэлектрик сингдирувчанлик
Si	5,42	2,3	4,2	80	710	1414	1,165	1,12	0,14	0,05	4,3	12,5
Ge	5,66	5,3	6	55	333	936	0,746	0,665	0,39	0,19	4,8	16
Se	4,36	4,8	25	3	330	220	2,5	2,0		0,2·10	2,85	6,3
α-SiC	3,08	3,33					-	1,43	0,3 0,7	0,006		
β-SiC		2,39							0,1	0,006		13,1
GaAs	4,36	5,32				1238	-	0,18	0,95	0,045		17,7
InSb	5,65	5,78				525	-	2,53	7,8	0,075		
CdS	4,13(a) 6,75(c)	4,82				1750	-	1,85	0,034, 0,035	0,011		
CdSe	4,3(a) 7,01(c)	5,81				1264	-	1,51	0,072	0,0015		
CdTe	6,48	5,86						1041	0,12	0,006		
PbS	5,94	7,61						1114	0,06	0,07		

Мундарижа

Сўз боши
I боб. Ярим ўтказгичлар физикасидан асосий маълумотлар 5
I.1. Қаттиқ жисмларнинг электрик ўтказувчанлик бўйича турлари . . 6
I.2. Баъзи ярим ўтказгичларда энергия зоналари тузилиши 13
I.3. Ҳақиқий ярим ўтказгичлардаги нуқсонлар 15
I.4. Ярим ўтказгичларда киришмалар 16
I.5. Ярим ўтказгичларда электронлар ва коваклар статистикаси . . . 21
I.6. Ярим ўтказгичларда электронлар ва ковакларнинг дрейфи ва диффузияси 29
I.7. Ярим ўтказгичларда кўчиш ҳодисалари 35
I.8. Ярим ўтказгичларда заряд ташувчиларнинг генерацияси ва рекомбинацияси 37
I.9. Ярим ўтказгичларда кучли электрик майдон 45
Назорат учун саволлар 47
II боб. Метал ярим ўтказгич контакти
II.1. Термоэлектрон эмиссия ва контакт потенциаллар айирмаси 51
II.2. Метал ярим ўтказгич контактининг ўзгарувчан токни тўғрилаш хоссаси 60
II.3. Тўғриламайдиган (омик) метал ярим ўтказгич контактлар 70
II.4. Шотки диодининг характеристикалари 73
Назорат учун саволлар 80
III боб. p-n (электрон ковак) ўтиш
III.1. p-n ўтиш ҳосил қилиш 81
III.2. Кескин p-n ўтиш 83
III.2. p-n гомоўтишни тавсифлайдиган катталиклар 85
III.3. p-n ўтишнинг статик волт-ампер характеристикаси 90
III.4. Силлиқ (кескинмас) p-n ўтиш 95
III.5. p-n ўтишнинг электрик сиғими 97
III.6. p-n ўтишда рекомбинация бўлганида вольт-ампер характеристикаси 99
III.7. p-n ўтишнинг тешилиши 100
III.8. Кўчкисимон тешилиш ҳодисаси 100
III.9. Туннел тешилиш ҳодисаси 102
III.10. p-n ўтишнинг иссиқликдан тешилиш ҳодисаси 103
Назорат учун саволлар 104
IV боб. Ярим ўтказгичли диодлар
IV.1. Ярим ўтказгичли диоднинг статик вольт-ампер характеристикаси 108
IV.2. Ярим ўтказгичли диоднинг динамик вольт-ампер характеристикаси 111
IV.3. Ярим ўтказгичли диодларда ўтма жараёнлар 119
IV.4. Ўзгарувчан токни тўғрилайдиган ярим ўтказгичли диодлар 131
IV.5. Импульсда ишлайдиган диодлар 133
IV.6. Шотки диодлари 134
IV.7. Стабилитронлар. Стабисторлар 136
IV.8. Кўчкили учма диодлар 138

IV.9. Туннел диодлар 139
IV.10. Ганн диоди (Ганн генератори) 141
IV.11. Варикаплар 144
Такрорлаш учун саволлар 148
V боб. Ярим ўтказгичли фотоэлектрик ва оптоэлектрик асбоблар
V.1. Ярим ўтказгичлар фотоўтказувчанлиги, фототранзисторлар 152
V.2. Ҳажмий фотоволтаик эффектлар 155
V.3. Метал-диэлектрик-ярим ўтказгич тузилмаларда фотоэлектрик ходисалар 157
V.4. p-n ўтишли тузилмаларда фотоэлектрик ҳодисалар. Фотодиодлар. 159
V.5. Поликристал ярим ўтказгичларда фотоэлектрик ҳодисалар 165
V.6. Фототранзисторлар. Фототиристорлар 167
V.7. Фотоварикаплар. Координата-сезгир фото асбоблар 169
V.8. Қуёш элементлари ва батареялари 171
V.9. Ёруглик нурлантирувчи диодлар ва лазерлар 176
V.10. Радиацион нурларни қабуллагичлар 182
V.11. Оптожуфтлар ва оптоэлектрон микросхемалар 184
Назорат учун саволлар 185
VI боб. Транзисторлар.
VI.1. Қўш қутбий транзисторлар 187
VI.2. Майдоний транзисторлар 198
VI.3. Изоляцияланган (яккаланган) затворли МДЯ майдоний транзисторлар 203
VI.4. Майдоний транзисторлар афзаликлари ва камчиликлари 209
VI.5. Тиристорлар 210
Назорат учун саволлар 215
VII боб. Ярим ўтказгичларда гетероўтишлар
VII.1. Гетероўтишларнинг энергетик зоналари диаграммаси 217
VII.2. Силлиқ гетероўтишлар 226
VII.3. Тескари кучланиш берилганда гетероўтишлар хоссалари 229
VII.4. Гетероўтишларда зарбий ионлашнинг хусусиятлари 230
Назорат учун саволлар 231
VIII боб. Гетероўтишлар асосидаги ярим ўтказгичли асбоблар
VIII.1. Силлиқ гетеротузилма асосидаги юқори вольтли (қувватли) диодлар 232
VIII.2. Галлий арсениди асосидаги кучли диодлар 233
VIII.3. Гетероўтишлар асосидаги транзисторлар 237
VIII.4. Гетеролазерлар 246
Назорат учун саволлар 249
Адабиётлар 250
Қўшимча. Ярим ўтказгичли асбоблар сиртини муҳимлаш ва ҳимоя қилиш 252
Жадваллар: Асосий физик доимийлар 255
Баъзи металларнинг физик хоссалари кўрсаткичлари 256
Айрим диэлектрикларнинг асосий хоссалари кўрсаткичлари 257
Ярим ўтказгичларнинг асосий хоссалари кўрсаткичлари 258

А.ТЕШАБОЕВ, И.КАРИМОВ,
Н.РАҲИМОВ, Р.АЛИЕВ,
С.ЗАЙНОБИДДИНОВ

ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛИ АСБОБЛАР ФИЗИКАСИ

(Қўлланма)

Муҳаррирлар: М.З.Носиров, У.Шукуров
Тех. муҳаррир: Ҳ.Усмонов.
Мусаххихлар: М.Каримова, М.Усмон
Компьютерчи: М.Абдуллаева

Босмахонага 2002 йил 10 декабрда берилди.
Босишга 2002 йил 26 декабрда рухсат этилди.
Бичими: 42 x 30 1/8
Ҳажми: 18,5 шартли босма табоқ.
Буюртма № - 30 1025 нусха.

Баҳоси келишилган нархда.

Андижон ш.
«ТНД-Сервис» фирмаси босмахонасида
офсет усулида босилди.