

**Ўзбекистон Республикаси
Олий ва ўрта махсус таълим вазирлиги
Наманган Давлат Университети**

О.О. Маматкаримов. Б.Х. Қўчқаров.

**Яримўтказгичли асбоблар физикаси
(Ўқув қўлланма)**

Наманган 2019.

Мазкур ўқув қўлланмада ҳозирги замон яримўтказгичли асбобларнинг асосий физик тамойиллари батафсил таҳлил қилинади. Металл-яримўтказгич, р-п ўтиш, бикутбий ва майдонли транзисторларнинг физик моделлари ҳамда уларнинг вужудга келиш асослари батафсил баён қилинган. Юқорида қайд қилинган асбобларнинг замонавий моделлари, вольтампер ва вольтфарада характеристикаларни ҳисоблаш усуллари келтирилди. Тўғрилагич диод, варикаплар, варакторлар, бикутбий ва майдонли транзисторлари, каби яримўтказгичли асбобларнинг структураси ва тузилиши ҳақидаги маълумотлар келтирилган. Уларнинг энг аҳамиятга молик хусусиятлари, вольтампер характеристикаларининг температурага ва частотага боғлиқлиги батафсил кўрилган.

Ўқув қўлланма «Яримўтказгичлар ва диэлектриклар физикаси» «қаттиқ жисм физикаси» «Микроэлектроника» «Яримўтказгичли асбоблар» йўналишлар ҳамда мутахассисликлар бўйича таълим олаётган бакалавр ва магистратура талабалари учун мўлжалланган бўлиб, шу соҳадаги доктарантлар ва ёш мутахассислар учун фойдалидир.

Тақризчилар: физ.-мат.фанлари номзоди. А. А. Холмирзаев (НамДУ);
физ.-мат. фанлари доктори Ю.Н. Шариббаев (НамМТИ);

Кириш

Бугунги кунда фан ва техника соҳасида энг тез тараққиёт қилаётган фан-бу яримўтказгич асбоблари физикасидир. Бунга сабаб, яримўтказгичли асбоблар (ЯЎА) нинг инсон фаолиятини барча соҳаларида-тиббиётдан то космик тадқиқотларгача кенг қўлланишидир. Бундай тез тараққиётга яримўтказгичли материалларнинг физик хоссаларини узоқ ва чуқур текширишлар олиб келди. 1900 йилдан бошлаб жаҳоннинг турли давлатларининг олимлари металл-яримўтказгич нуқтавий контактини детектирлаш-тўғрилаш хоссаларини ўргана бошладилар. Бунда асосан яримўтказгич материал сифатида кремний карбиди, кремний, теллурлар ишлатилди. 1922 йилда манфий дифференциал қаршиликка эга бўлган контактлар аниқланди ва ўрганилди. Булар асосида каттик жисм электр тебранишлари генераторлари яратилди. 1937 йилда эса экспериментлар асосида ҳар хил турдаги ярим ўтказгичлар чегарасида токни тўғрилаш назарияси вужудга келди. 1940 йилда эса бу назария кўп сонли экспериментларда тасдиқланди.

Шу даврдан бошлаб, турли турдаги яримўтказгич-яримўтказгич контактидаги оралик қатламдаги бўладиган жараёнлар ўрганила бошланди. Лекин, қатор эксперимент натижалари металл-яримўтказгич контактидан ўтувчи ток назариясига мос эмас эди. 1947 йилда яримўтказгич юзасида, у бошқа яримўтказгич ва металл билан контактда бўлмаган ҳолда ҳам, электрон ҳолатлар мавжудлиги ҳақидаги фикр илгари сурилди. Бу асосида иккита яримўтказгич контактидан ток ўтиш механизмининг назарияси вужудга келди ва у кенг тарқалиб, эксперимент натижаларига мос натижаларни берди. Бу назария замонавий яримўтказгичли тўғрилагичли диодларнинг ишлаш механизмига асос бўлди.

Турли турдаги икки яримўтказгич чегарасида катта электр майдон бўлгандаги жараёнларни ўрганиш р-п ўтишнинг тешилиш назариясини вужудга келишига ва бу асосда ишловчи яримўтказгичли асбоб-стабилитроннинг яратилишига олиб келди.

Шу жумладан, иккита яримўтказгич контактини ёруғлик энергиясини электр энергиясига айлантиришда қўллаш мумкинлиги кўрсатилди. Бу тамойилда ишлаб чиқилган фотоэлементлар ёруғлик сигналларини қайд қилишда ҳамда фотоэнергетикада қўлланилмоқда.

1948 йилда каттик жисмли яримўтказгичли кучайтиргич-трансформатор яратилди. Бу асбоб ишлаш асосини иккита ўзаро яқин жойлаштирилган р-п ўтишларнинг ўзаро таъсири ташкил этади ва ток ўтказиш жараёнида икки ишорали заряд ташувчилар-электрон ва коваклар иштирок этади. 1952 йилга келиб, нуқтавий ва ясси бикутбий транзисторлар каби яримўтказгичли асбоблар яратилди. Кейинчалик бикутбий яримўтказгичли транзисторларнинг кучайтириш хусусиятларини яхшилаш, ишлаш частота диапазонини кенгайтириш ҳамда иш қувватини ошириш борасида тадқиқотлар олиб борилди.

50-йилларнинг охирида ўзаро яқин жойлаштирилган учта p-n ўтишларнинг ўзаро таъсирига асосланган яримўтказгичли асбоб транзистор ишлаб чиқилди. Транзисторларнинг асосий ишлатилиш соҳаси бу кичик инерцияли қувватли тоқларни коммутация қилишдир.

Яримўтказгичлар юзасида ва яримўтказгич-диэлектрик фаза чегарасидаги физик жараёнларни чуқур ўрганилиши уни поляр ёки майдонли транзисторларни яратилишига олиб келди. Бу транзисторларда заряд ташувчилар бир хил ишорали бўлиб, транзистордан ўтувчи тоқ катталиги затворга қўйилувчи электр майдон кучланганлигига боғлиқ.

Охирги бир неча ўн йилларда электрон техникага бўлган талаб яримўтказгичларнинг функционал имкониятларини ошириш ва уларнинг ўлчамларини кичрайтириш интеграл микросхемаларнинг яратилишига олиб келди. Кейинги тадқиқотлар эса наноўлчамдаги транзистор структураларини яратиш имконини туғдирди.

Яримўтказгичли асбоблар шундай катта тезликда ривожлантирилмоқдаки, бугунги тасаввур ва ютуқлар бир неча йилдан сўнг эскириб қолмоқда. Шу сабабли, яримўтказгичли асбобларда рўй берувчи физик жараёнларни билиш аҳамиятга эгадир. Бу эса мутахассисларнинг янги усул ва тамойилларни мустақил ўрганишга имкон беради.

I Боб. Металл-яримўтказгич контакти

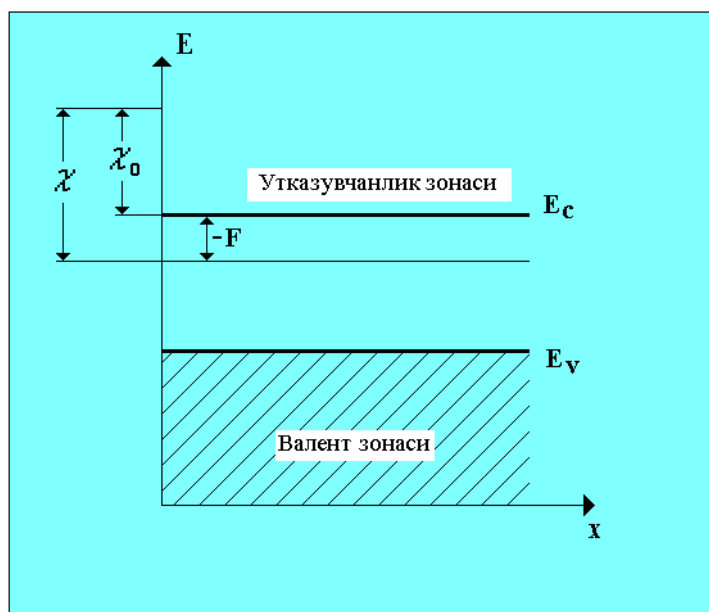
1.1. Контакт потенциаллар фарқи

Кристалл ичида электронлар Кулон кучи таъсири натижасида кристалл панжара тугунларига тортилади. Шу сабабли яримўтказгич ёки металллардаги электронларнинг потенциал энергияси эркин электронларнинг вакуумдаги энергиясидан кам бўлади. Электронни яримўтказгичдан узиб олиб вакуумга чиқариш учун унга қўшимча энергия бериш талаб қилинади. Яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонаси тубида жойлашган электронга яримўтказгични ташлаб кетиши учун зарур бўлган минимал энергияга яримўтказгичнинг ташқи чиқиш иши дейилади. Одатда электронларнинг энергияси электронвольтларда (эВ) ўлчанади, 1 эВ энергия-бу потенциаллар фарқи 1 В бўлган майдон нуқталарига ўтишда электрон оладиган энергиядир. Ташқи чиқиш иши χ_0 асосан кристалл панжара хусусиятлари билан аниқланади ва турли яримўтказгичлар учун 1 эВ дан 6 эВ гача қийматларни қабул қилади. Бундан келиб чиқадики, ўтказувчанлик зонаси тубида жойлашган электрон яримўтказгични ташлаб чиқиб кетиши учун у χ_0 баландликка эга бўлган потенциал тўсикни енгиб ўтиши зарур (1-расм). Ферми сатҳида жойлашган электрон эса яримўтказгични ташлаб чиқиб кетиши учун χ_0 баландликка эга бўлган потенциал тўсикни енгиши лозим. Агарда, барча металллар ва яримўтказгичларда бундай потенциал тўсиклар бўлмаганда эди, ўтказувчанлик зонасидаги барча электронлар яримўтказгич ва металлларни ташлаб чиқиб кетган бўлар эди. Шуни таъкидлаш лозимки, бундай потенциал тўсик мавжуд бўлган ҳолда ҳам, электронларнинг бир қисми етарлича катта энергияга эга ва улар потенциал тўсикни енгиб яримўтказгични ташлаб чиқиб кетиши мумкин.

Агарда, яримўтказгичда электронларнинг концентрацияси катта бўлмаса, у ҳолда улар Максвелл тақсимотига бўйсунди. Бу тақсимоотга мос равишда яримўтказгичнинг 1 см^3 ҳажмига мос келувчи ва v_x дан v_x+dv_x , v_y дан v_y+dv_y , v_z дан v_z+dv_z интервалдаги тезликларга эга бўлган электронлар сони қуйидаги маълум ифода орқали аниқланади:

$$dn(v_x, v_y, v_z) = \frac{2m^3}{(2\pi\hbar)^3} \exp\left(-\frac{\frac{m}{2}(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2) - F}{kT}\right) dv_x dv_y dv_z \quad (1.1)$$

бу ерда k -сон қиймати $1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град. бўлган Больцман доимийси, $\hbar$ - сон қиймати $6,62 \cdot 10^{-34}$ сек. бўлган Планк доимийси, T -кристалл температураси, m -электроннинг массаси.



1-расм. Термодинамика чиқиш иши тушунчаси

Энергияси яримўтказгични ташлаб чиқиб кетиш учун етарли бўлган электронлар учун массанинг эркин электрон массасидан фарқини эътиборга олмаслик мумкин. Шу сабабли (1.1) ифодада электроннинг массаси m га тенг.

Яримўтказгичнинг барча электронлари ичидан фақатгина x йўналиши бўйича яримўтказгич сиртига перпендикуляр ҳаракатланаётган ва χ_0 потенциал тўсиқ энергиясидан катта $mv_x^2/2$ кинетик энергияга эга бўлганларигина яримўтказгични ташлаб чиқиб кетиши мумкин. Бу ҳолда v_x ва v_z тезлик ташкил этувчилари турлича бўлиши мумкин.

v_y ва v_z тезлик ташкил этувчилари турлича бўлган ҳолда 1 см^3 ҳажмда v_x ва $v_x + dv_x$ тезлик оралиғидаги тезликларга эга бўлган электронлар сонини аниқлайлик. Бунинг учун $+\infty$ дан $-\infty$ гача, v_y ва v_z тезликлар олиши мумкин бўлган қийматлар бўйича (1.1) ифодани интеграллаймиз

$$dn(v_x) = \frac{2m^3}{(2\pi\hbar)^3} \exp\left(-\frac{\frac{mv_x^2}{2} - F}{kT}\right) \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_y^2}{2kT}\right) dv_y \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2kT}\right) dv_z \quad (1.2)$$

(1.2) ифодада иккала интеграл ҳам бир хил. Уларни ҳисоблаш учун, уларнинг ихтиёрий биттасига янги ўзгарувчан киритамиз

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

Энди

$$v_z^2 = \left(\frac{2kT}{m}\right)\xi^2 \quad \text{ва} \quad \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) d\xi = 2 \int_0^{\infty} \exp(-\xi^2) d\xi = \pi^{\frac{1}{2}} \quad (1.3)$$

эканлигини ҳисобга олиб, (1.2) ифодадаги сўнги интеграл учун қуйидагини ёзамиз:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2kT}\right) dv_z = \left(\frac{2kT}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-\xi^2) d\xi = \left(\frac{2\pi kT}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.4)$$

(1.2) ифодада иккала интегралнинг ҳам тенг кучли эканлигидан қуйидаги қийматни оламиз

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_z^2}{2kT}\right) dv_z \int_{-\infty}^{+\infty} \exp\left(-\frac{mv_y^2}{2kT}\right) dv_y = \frac{2\pi kT}{m} \quad (1.5)$$

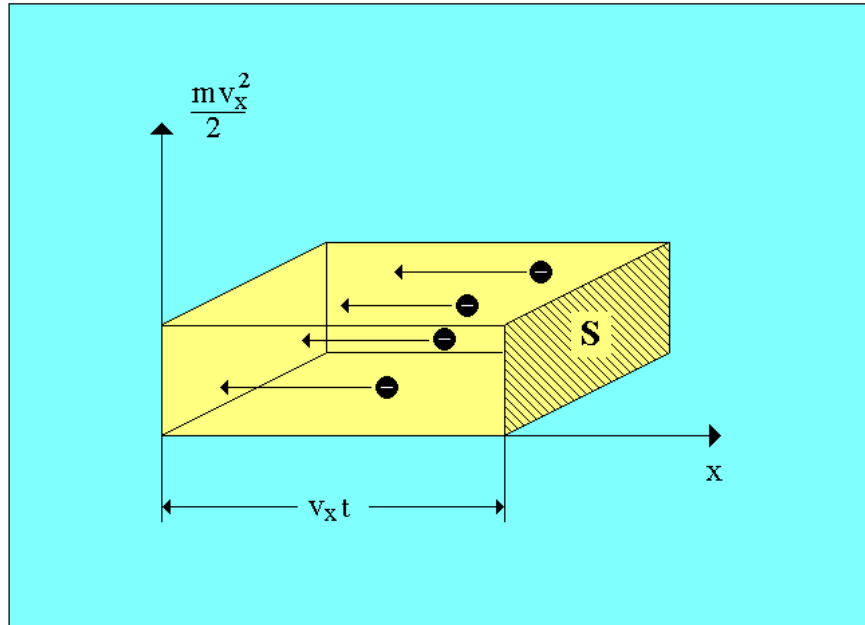
олинган (1.5) қийматни (1.2) ифодага олиб бориб қўямиз. Энди (1.2) ифода қуйидаги кўринишни олади:

$$dn(v_x) = \frac{m^2 kT}{2\pi^2 \hbar^3} \exp\left(-\frac{\frac{mv_x^2}{2} - F}{kT}\right) \quad (1.6)$$

х ўқи бўйича кристалл чегараси томон ҳарактланаётган ва v_x тезликка эга бўлган электрон t вақт ичида $v_x t$ масофани босиб ўтади. Демак t вақт ичида v_x тезликка эга бўлиб, яримўтказгич сиртидан $v_x t$ масофада турган, яъни $V=v_x t$ S ҳажмда (2-расм) мавжуд бўлган барча электронлар бу сиртга етиб келади.

Бундай электронларнинг тўла сони қуйидагича ифодаланади:

$dN=dn(v_x) S v_x t$, бу ерда, S -ажратилган ҳажмнинг кесим юзаси. 1 см^2 сирт орқали электронлар ҳосил қилаётган оқим қуйидагига тенг бўлади:



2-расм. Ярим ўтказгич сиртига йўналган электронлар оқими

$$dI = \frac{dN}{St} = v_x dn(v_x) \quad (1.7)$$

Барча тезликлар бўйича яримўтказгич сиртига йўналган тўла оқимни (1.7) ифодани интеграллаш орқали аниқлаш мумкин. Шунинг эсдан чиқармаслик кераки, сиртга етиб келган барча электронлар ҳам яримўтказгични тарк этмаслиги мумкин. Сиртда мавжуд бўлган χ_0 потенциал тўсиқни фақатгина энергияси потенциал тўсиқ баландлигидан катта бўлган $mv_x^2/2 > \chi_0$ электронларгина енгиб ўта олади.

Бундан электронлар тезлиги учун қуйидаги шартни оламиз оламиз:

$$v_x > v_0 = \left(\frac{2\chi_0}{m} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.8)$$

Шу сабабли, ярим ўтказгични ташлаб чиқиб кетаётган электронларни тўла оқимини топишда фақатгина тезлиги $v_x > v_0$ бўлган электронларнигина ҳисобга олиш лозим. Бундай электронлар ҳосил қилаётган оқимни v_0 дан ∞ бўлган тезликлар оралиғидаги барча тезликлар бўйича (1.7) ифодани интеграллаб топамиз:

$$I = \int_{v_0}^{\infty} dI(v_x) = \int_{v_0}^{\infty} v_x dn(v_x) \quad (1.9)$$

(1.9) ифодага (1.6) ифодадан dn нинг қийматини қўйиб ва Ферми сатҳи ҳолати яримўтказгичларда электронлар тезлигига боғлиқ эмаслигини ҳисобга олиб, қуйидагини оламиз:

$$I = \frac{m^2 kT}{2\pi^2 \hbar^3} \exp \frac{F}{kT} \int_{v_0}^{\infty} \exp \left(-\frac{mv_x^2}{2kT} \right) v_x dv_x \quad (1.10)$$

(1.10) ифода таркибига кирувчи интегрални ечиш учун янги интеграллаш ўзгарувчисини киритамиз:

$\xi = \frac{mv_x^2}{2kT}$ бу ҳолда $d\xi = \frac{m}{kT} v_x dv_x$ ва $v_x dv_x$ учун ифода қуйидаги кўринишни олади:

$$v_x dv_x = \frac{kT}{m} d\xi \quad (1.11)$$

ξ катталикини ва (1.11) ифодани (1.10) га қўйиб интеграл қийматини аниқлаймиз:

$$\int_{\sqrt{\frac{2\chi_0}{m}}}^{\infty} \exp \left(-\frac{mv_x^2}{2kT} \right) v_x dv_x = \frac{kT}{m} \int_{\frac{\chi_0}{kT}}^{\infty} \exp(-\xi) d\xi = \frac{kT}{m} \exp \left(-\frac{\chi_0}{kT} \right) \quad (1.12)$$

ва мос равишда яримўтказгич сирти орқали ўтаётган электронлар оқими ифодасини оламиз:

$$I = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2 \hbar^3} \exp \left(-\frac{\chi_0 - F}{kT} \right) \quad (1.13)$$

олинган ифодада, экспонента даражасида $\chi_0 - F$, катталик мавжуд. Бу катталик яримўтказгичнинг Ферми сатҳида жойлашган электронни вакуумга чиқариш учун сарфланадиган ишга тенг (1-расмга қаранг). Бу катталик

$$\chi = \chi_0 - F \quad (1.14)$$

га тенг бўлиб, Ферми сатҳибу битта заррачага келтирилган Гиббс термодинамик потенциали бўлганлиги сабабли, *термодинамик чиқиш иши* деб аталади.

Термодинамик чиқиш иши, одатда содда қилиб, чиқиш иши деб аталади. (1.13) ифода яримўтказгич сиртининг 1 см^2 юзасидан 1 с вақт мобайнида вакуумга чиқаётган электронлар сонини кўрсатади. (1.13) ифодадан кўринадик, яримўтказгични тарк этаётган электронлар миқдори фақатгина яримўтказгич чиқиш иши ва температураси орқали аниқланади.

каттик жисмдан иссиқлик ҳаракати энергияси ҳисобига электронларнинг чиқишига *термоэлектрон эмиссия* дейилади.

Агарда, вакуумдаги яримўтказгич яккаланган бўлса, яъни унинг бевосита яқинида бошқа жисмлар бўлмаса, у ҳолда термоэлектрон эмиссия узоқ давом эта олмайди. Ҳақиқатан ҳам, яримўтказгичда электронлар сони камайиши билан у мусбат зарядланади ва ҳосил бўлган электр майдони электронларнинг кейинги чиқишига тўсқинлик қилади.

Энди яримўтказгич ва металлни яқин контактга келтирганда нима содир бўлишини қараб чиқайлик (3-расмга қаранг). Дастлабки вақт моментида улар ўртасида электр майдони йўқ, яъни яримўтказгич ва металл чегараларида электронларнинг потенциал энергиялари бир хил. Бу деган сўз, яримўтказгични ташлаб чиқаётган электронлар металлга ўтади, металлни ташлаб чиқиб кетаётган электронлар эса яримўтказгичга ўтади.

(1.13) ифодага мувофиқ яримўтказгични ташлаб чиқиб кетаётган электронлар эса яримўтказгичга ўтади.

(1.13) ифодага мувофиқ яримўтказгични ташлаб чиқиб кетаётган электронлар оқими яримўтказгич температураси ва материал параметри чиқиш иши катталигига боғлиқ бўлади. Бу оқимни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$I_1 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2 \hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_1}{kT}\right), \quad (1.15)$$

бу ерда χ_1 -яримўтказгичнинг чиқиш иши. Металлда эркин электронлар сони яримўтказгичдагидан етарлича кўп. Бу электронлар ўтказувчанлик зонасида унинг тубидан то Ферми сатҳигача бўлган барча энергетик сатҳларни тўлдиради. Лекин энергияси Ферми сатҳи энергиясидан катта бўлган электронлар сони ҳам етарлича катта. Бундай тез электронлар, худди яримўтказгичдаги электронлар каби Максвелл тақсимотига бўйсунди.

Термоэлектрон эмиссия ҳодисасини қараб чиқишда фақат тез электронларгина эътиборга олинади, чунки металлни энергияси Ферми сатҳи энергиясидан катта бўлган электронларгина ташлаб чиқиб кетиши мумкин. Бундан келиб чиқадики, металлдан чиқиб кетаётган электронлар оқими (1.15) ифодага ўхшаш ифода орқали аниқланади:

$$I_2 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2 \hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_2}{kT}\right) \quad (1.16)$$

Бу ерда χ_2 металлнинг чиқиш иши. Аксарият металл ва ярим-ўтказгичларда чиқиш ишининг қиймати 1,2 эВ дан 6 эВ гача бўлган қийматларни ташкил қилади.

Металлнинг чиқиш иши χ_2 яримўтказгичнинг чиқиш иши χ_1 дан катта бўлган, яъни электрон металлни ташлаб чиқиб кетиши учун енгиши лозим бўлга потенциал тўсик етарлича катта бўлган ҳолни қараб чиқайлик. Бу ҳолда (1.15) ва (1.16) ифодаларга кўра яримўтказгичдан чиқаётган электронлар оқими, металлдан чиқаётган электронлар оқимидан катта. Бундан келиб чиқадики, электронларнинг бир қисми чиқиб кетиши сабабли яримўтказгичнинг сиртга яқин қисмлари мусбат зарядланиб қолади. Металлнинг сиртга яқин қисмлари эса қўшимча электронлар ҳисобига манфий зарядланиб қолади. Яримўтказгич ва металл ўртасида U потенциаллар фарқи пайдо бўлади. Бу ҳол яримўтказгичдан чиқаётган электрон металл сиртига бориб тушиши учун $\phi = q U$ қўшимча потенциал тўсикни енгиб ўтиши керак бўлади. Энергияси потенциал тўсик баландлигидан кичик бўлган электронлар яримўтказгичга қайтиб келади. Бу деган сўз, яримўтказгич ва металл ўртасидаги потенциал тўсик ортади ва $\chi_1 + \phi$ га тенг бўлади. Демак, яримўтказгичдан металлга ўтадиган электронлар оқими, қуйидаги ифода билан аниқланувчи катталиқка тенг бўлади:

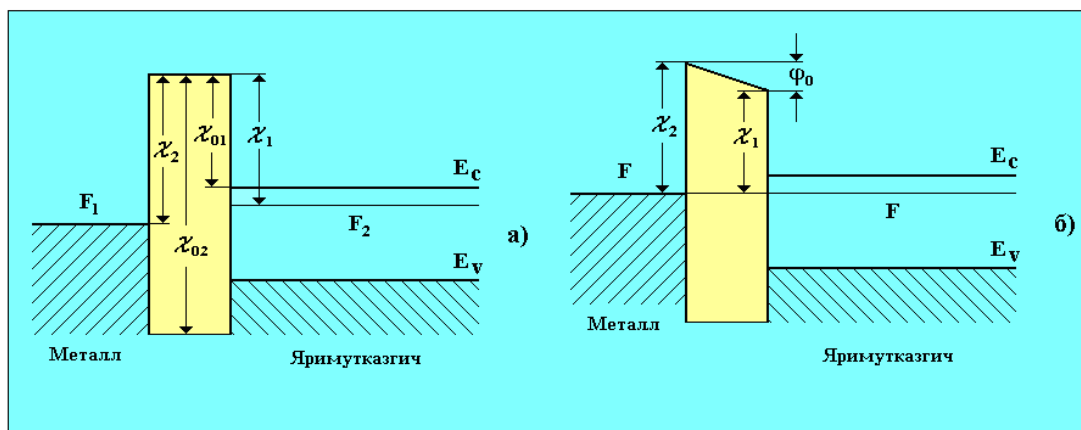
$$I_1 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_1 + \phi}{kT}\right) \quad (1.17)$$

Металлдан яримўтказгичга ўтадиган электронлар оқими эса, аввалгидек (1.16) ифода ёрдамида аниқланади, чунки металлни ташлаб яримўтказгичга ўтадиган электронлар учун потенциал тўсик баландлиги ўзгармайди (3-расмга қаранг) ва χ_2 га тенг бўлади. Пайдо бўлган U потенциаллар фарқи яримўтказгич ва металлдан чиқаётган электронлар оқими бир бирига тенг бўлгунича қадар давом этади. Мувозанат вазиятида бу оқимлар тенг $I_1 = I_2$, яъни

$$\frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_1 + \phi}{kT}\right) = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_2}{kT}\right) \quad (1.18)$$

Олинган ифодадан кўринадики, мувозанат ҳолатида металл-яримўтказгич чегарасида пайдо бўладиган ϕ_0 потенциаллар фарқи металл ва яримўтказгич чиқиш ишлари фарқига тенг бўлади:

$$\phi_0 = \chi_2 - \chi_1 \quad (1.19)$$



3-расм. Яримўтказгич ва металл ўртасида потенциал тўсиқнинг ҳосил бўлиши

Демак, ўзаро контактда бўлган металл ва яримўтказгич чиқиш ишлари фарқи қанча катта бўлса, металл-яримўтказгич чегарасида пайдо бўладиган потенциал тўсиқ баландлиги шунча катта бўлади. Ва аксинча ўзаро контактда бўладиган материаллар чиқиш ишлари фарқи камайиши билан бўлимлар чегарасида пайдо бўладиган потенциал тўсиқ баландлиги камаяди.

1.2. Металл-яримўтказгич контакти турлари

Контакт потенциаллар фарқининг мавжудлиги металл-яримўтказгич қатлами чегарасида электр майдонининг мавжудлигидан далолат беради.

Бу майдон яримўтказгичдан металл сиртига ўтган ортиқча электронлар ҳосил қилган манфий заряд ва яримўтказгичнинг сиртолди қатламидан электронларнинг кетиши туфайли ҳосил бўладиган мусбат заряд туфайли пайдо бўлади. Металлда ортиқча электронлар сиртдаги атомларда жойлашган бўлади, чунки эркин электронлар концентрацияси бу ерда етарлича катта ($\sim 10^{22} \text{ см}^{-3}$) диэлектрик сингдирувчанлик эса кичик. Яримўтказгичда камбағаллашган қатлам бу электронлар металлга ўтган соҳа бўлиб-етарлича катта ва бир неча минг атом қатламини ташкил қилади. Бу эса контакт потенциаллар фарқи туфайли пайдо бўладиган электр майдони яримўтказгичга етарлича катта чуқурликда киради демакдир. Бу электр майдон яримўтказгичга кириб кристалл панжара атомлари хусусий майдонига қўшилади. Кристалл панжара атомлари хусусий электр майдони кучланганлиги 10^8 В/см га яқин қийматни ташкил қилади. Контакт майдон кучланганлиги қиймати эса 10^6 В/см дан ортмайди. Демак, контакт майдон панжара майдонига нисбатан кучсиз майдон ҳисобланади. Бу майдон чиқиш иши, ман этилган зона кенглиги ёки яримўтказгич энергетик зоналари тузилишини ўзгартира олмайди. Бу майдон яримўтказгичлар энергетик зоналаринин «эгрланиши» га олиб келади холос. Яримўтказгичда электроннинг тўла энергияси контакт майдон бўлмаган ҳолдаги электрон энергияси контакт майдон таъсиридаги энергия йиғиндисига тенг ва

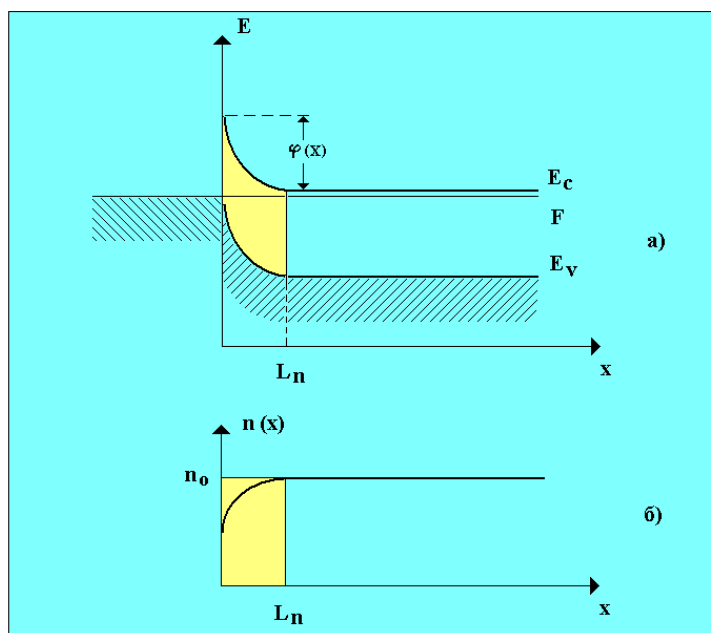
$\varphi(x) = qU(x)$ контакт майдон таъсири туфайли оладиган энергиялари йиғиндисига тенг бўлади. Контакт майдон бўлмаган ҳолда яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонаси тубида жойлашган электроннинг энергияси координатага боғлиқ бўлмайди: у барча нуқталарда бир хил бўлади, шу сабабли 1- ва 3-расмларда ўтказувчанлик зонаси горизонт чизиқлар кўринишида тасвирланган. Яримўтказгичга кирувчи контакт майдон мавжуд бўлган ҳолда, яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонаси тубида жойлашган электроннинг энергияси ортади, чунки унга $\varphi(x)$ контакт майдон энергияси кўшилади. Электрон энергиясининг ортиши ўтказувчанлик зонаси тубининг юқорига $\varphi(x)$ катталиқка эгилишига олиб келади (4-расмга қаранг). Контакт майдон катталиги яримўтказгич ман этилган зонаси кенглигини ўзгартириш учун етарли бўлмагани сабабли, валент зонанинг юқори чегараси ҳам худди шу катталиқка эгриланади. Натижада яримўтказгич-металл чегараси яқинида яримўтказгичнинг зоналар диаграммаси эгриланади. Ҳар қандай системада мувозанат ҳолатида F-Ферми сатҳи бир хил баландликда бўлганлиги сабабли, бизнинг ҳолимизда ҳам, металл-яримўтказгичда Ферми сатҳи бир хил бўлиши керак (3-расм). Демак, контакт майдон мавжуд бўлган ҳолда, Ферми сатҳидан ўтказувчанлик зонаси тубигача бўлган масофа доимий катталиқ бўлмасдан, координатага боғлиқ бўлади. Фақат яримўтказгич ҳажмининг чуқур қисмларида бу катталиқ доимий сақланади. Бу ерда биз контакт майдон яримўтказгичнинг бутун қатламига кирадиган юпқа яримўтказгич ҳолини қараб чиқмаймиз. Қаралаётган ҳолда яримўтказгич-металл бўлими чегарасида контакт майдон бирор қисм электронларнинг яримўтказгичдан металлга ўтиши натижасида пайдо бўлади. Демак, яримўтказгичнинг контакт олди соҳасида электронлар концентрацияси, унинг ҳажмидагидан кам.

Контактолди соҳасида электронлар концентрацияси камайиши содир бўладиган металл-яримўтказгич контакти-*камбағаллашган контакт* деб аталади.

Камбағаллашган контакт. Металл-яримўтказгич контактининг яримўтказгич контактолди соҳасидаги эркин электронлар концентрацияси ўзгариши ва контакт майдон катталиги ўртасидаги боғланишни батафсил қараб чиқамиз. Шунинг эслатиб ўтиш лозимки қараб чиқиляётган контактда, контакт майдон яримўтказгичдан бир қисм электронларнинг металлга ўтиши натижасида пайдо бўлади, чунки яримўтказгичнинг чиқиш иши χ_1 , металлнинг χ_2 чиқиш ишидан кичик. Яримўтказгичга кирувчи контакт майдон мавжуд бўлганда яримўтказгичдаги электронлар энергияси E координатага боғлиқ бўлмаган ва $\varphi(x)$ контакт майдон билан характерланадиган кристалл панжара хусусий майдони энергиялари йиғиндилари билан аниқланади. Энергиянинг бу қисми координата функцияси ҳисобланади, чунки контакт майдон яримўтказгичнинг бутун ҳажмига кирмайди:

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

Яримўтказгич чуқурлигида (ичида), яъни $x = \infty$ да контакт майдон билан характерланувчи электронлар энергияси нолга тенг, чунки $\varphi(x) = 0$. Яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонасида электронлар концентрацияси координата функцияси каби қуйидагича ифодаланиши мумкин:



4-расм. Электрон турдаги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичнинг контактолди соҳасида яримўтказгичнинг зона диаграммаси (а) ва электронлар концентрацияси тақсимооти (б).

$$n(x) = n_0 \exp\left(-\frac{\varphi(x)}{kT}\right) \quad (1.20)$$

Бу ерда n_0 -яримўтказгич ичида эркин электронларнинг мувозанатий концентрацияси, k -Больцман доимийси, T -температура.

(1.20) ифодадан кўринадики, $\varphi(x)$ ортиши билан $n(x)$ катталик кескин камаяди, яъни ажралиш соҳасига яқинлашгансари эркин электронлар концентрацияси камаяди. Яримўтказгичнинг электронларга камбағаллашган контактолди соҳасида камбағаллашиш! мусбат заряднинг пайдо бўлишига олиб келади, яъни ионлашган донор аралашма атомларининг мусбат заряди электронларнинг манфий заряди билан компенсациялашмайди. p -турдаги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичда заряднинг ҳажмий зичлиги қуйидагига тенг:

$$\rho(x) = q[N_d - n(x)] \quad (1.21)$$

бу ерда q -электроннинг заряди, N_d -донор аралашманинг ионлашган атомлари концентрацияси. Аксарият яримўтказгичларда хона температурасида ҳам

барча майда донор аралашмалар тўла ионлашади, яъни $n_o = N_d$. Шу сабабли (1.21) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин:

$$\rho(x) = q[n_o - n(x)] \quad (1.22)$$

Пуассон тенгламаси ёрдамида яримўтказгичларда заряднинг ҳажмий зичлиги $\rho(x)$ ни $\varphi(x)$ орқали ифодалаш мумкин (бу ерда ва келгусида $\varphi = \varphi(x)$ ва $\rho = \rho(x)$ деб ҳисоблаймиз):

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (1.23)$$

Бу ерда ε —яримўтказгичнинг диэлектрик сингдирувчанлиги, ε_0 -электр доимийси бўлиб, сон қиймати $8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м га тенг.

(1.20) ифодани (1.23) га қўйиб $\varphi(x)$ нинг қийматини топиш учун қуйидаги тенгламани оламиз:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q}{\varepsilon_0} n_o \left[1 - \exp\left(-\frac{\varphi(x)}{kT}\right) \right] \quad (1.24)$$

ва $\varphi(x) > 0$ ва $\varphi(x) > (2-3) kT$ бўлган ҳолни қараймиз ($\varphi(x)$ нинг кичик қийматларида контакт майдон туфайли электронлар энергиясининг ортиши эътиборга олмаса бўладиган даражада кам). Бундай шароитларда (1.24) ифода таркибида экспонента бўлган квадрат қавс ичидаги ҳад бирдан етарлича кичик ва (1.24) тенглама қуйидагича ёзилиши мумкин:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qn_o}{\varepsilon_0} \quad (1.25)$$

(1.25) ифодани координата бўйича интеграллаб қуйидагини оламиз:

$$\frac{d\varphi}{dx} = \frac{q n_o}{\varepsilon_0} x + c_1 \quad (1.26)$$

Интеграллаш доимийси C_1 ни топиш учун чегаравий шартларни қараб чиқамиз. Юқорида айтиб ўтилганидек, контакт майдон яримўтказгичнинг бутун чуқурлигига кира олмайди ва шу сабабли ҳажмий заряд қатлами чекли узунликка эга. Бу қатлам чегарасида, яъни $x=L_n$ да майдон йўқ деб ҳисоблаймиз:

$$\varphi(l_n) = 0 \quad \text{ва} \quad E(l_n) = \frac{1}{q} \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad (1.27)$$

Бу ерда x координата ажралиш чегарасидан яримўтказгич чуқурлиги бўйлаб ҳисобланади, яъни чегаранинг ўзида $x=0$ (4-расмга қаранг). (1.27) шартни (1.26) тенгламага қўйиб, интеграллаш доимийси C_1 ни топамиз:

$$C_1 = -\frac{qn_0}{\varepsilon_0} L_n \quad (1.28)$$

(1.28) ва (1.26) тенгламалардан фойдаланиб $\frac{d\varphi}{dx}$ нинг қийматини аниқлаймиз:

$$\frac{d\varphi}{dx} = -\frac{qn_0}{\varepsilon_0} (L_n - x) \quad (1.29)$$

Энди (1.27) ифодадан фойдаланиб электр майдон кучланганлиги E нинг x координатага боғлиқлигини оламиз:

$$E(x) = -\frac{qn_0}{\varepsilon_0} (L_n - x) \quad (1.30)$$

(1.30) муносабатдан кўринадикки, $x=0$ ҳолатда электр майдон кучланганлиги ўзининг энг катта қийматига эришади:

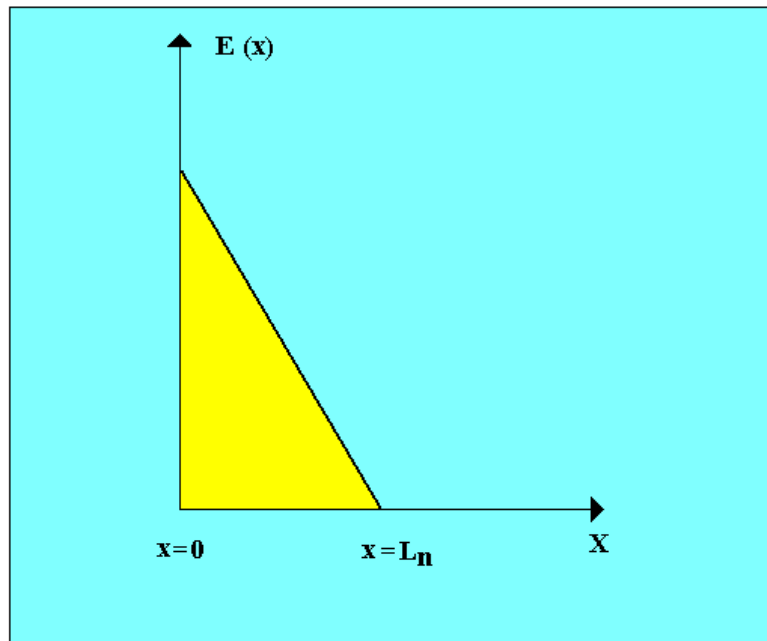
$$E_{\max} = -\frac{qn_0}{\varepsilon_0} L_n \quad (1.31)$$

5-расмда (1.30) муносабат орқали чизилган $E(x)$ боғланиш графиги келтирилган. Расмдан кўриниб турибдики, электр майдони яримўтказгич қалинлиги бўйича чизиқли ўзгарар экан. $\varphi(x)$ боғланишни аниқлаш учун (1.29) тенгламани интеграллаймиз:

$$\varphi(x) = -\frac{qn_0}{\varepsilon_0} \int (L_n - x) dx + C_2,$$

ундан

$$\varphi(x) = -\frac{qn_0}{\varepsilon_0} L_n x + \frac{qn_0}{\varepsilon_0} \frac{x^2}{2} + C_2 \quad (1.32)$$



5-расм. Металл-яримўтказгич контактида электр майдон қучланганлигининг яримўтказгич қалинлиги бўйича тақсимооти

$x=L_n$ да $\varphi(x)$ нинг қиймати $\varphi(x)=\varphi(L_n)=0$ эканлигини эътиборга олиб (1.32) ифодадан интеграллаш доимийси C_2 ни топамиз:

$$C_2 = \frac{qn_0}{\epsilon_0} \frac{L_n^2}{2} \quad (1.33)$$

Шундан сўнг (1.33) ифодани (1.32) тенгламага қўйиб,

$$\varphi(x) = \frac{qn_0}{2\epsilon_0} (L_n - x)^2 \quad (1.34)$$

ни оламиз. Олинган ифодадан кўринадикки, яримўтказгичнинг чегараолди соҳасида металл-яримўтказгич контактида қаралаётган электронлар потенциал энергияси тақсимооти параболик функция орқали ифодаланар экан. (1.34) ифодадан фойдаланиб, контакт майдонининг яримўтказгичга максимал кириш чуқурлигини кўрсатувчи L_n катталикини топишимиз мумкин. Ҳақиқатан ҳам $x=0$ ҳолда (1.34) ифодадан қуйидагини оламиз:

$$\varphi(0) = \varphi_0 = \frac{qn_0}{\epsilon_0} L_n^2 \quad (1.35)$$

бу ердан

$$L_n = \left(\frac{2\epsilon_0 \varphi_0}{qn_0} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.36)$$

ёки (1.19) ифодани ҳисобга олган ҳолда

$$L_n = \left[\frac{2\varepsilon_0(\chi_2 - \chi_1)}{qn_0} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.37)$$

ни оламиз. Олинган ифодадан кўринадики, яримўтказгич ва металл чиқиш ишлари фарқи қанчалик катта бўлса, контакт майдони яримўтказгичга шунчалик чуқурроққа кира олар экан. Шу билан бир вақтда эркин заряд ташувчилар концентрацияси n_0 ортиши билан L_n катталики камаяр экан. Бу ҳол ҳосил бўладиган электр майдонининг эркин заряд ташувчилар билан экранлашуви туфайли содир бўлади. Мисол тариқасида $n\text{-Si-Au}$ металл-яримўтказгич контактини қараб чиқамиз. Кремнийда Si эркин заряд ташувчилар концентрацияси $1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ деб ҳисоблайлик, яъни $n_0 = 1 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$. (1.36) ифода ва $\varepsilon = 11,7$; $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-14} \text{ Ф/см}$; $q = 1,62 \cdot 10^{-19} \text{ К}$, $\varphi_0 = 0,8 \text{ эВ}$, катталиклардан фойдаланиб яримўтказгичда контакт майдонининг кириш чуқурлиги $L_n = 1 \cdot 10^{-4} \text{ см}$ эканлигини оламиз. Сўнгра, (1.31) ифодадан ва L_n нинг топилган қийматидан фойдаланиб кремний-олтин ($Si: Au$) ажралиш чегарасидаги электр майдон кучланганлигининг максимал қийматини топамиз $E_{max} = 1,6 \cdot 10^4 \text{ В/см}$. $n\text{-Si-Cu}$ контакти учун $\varphi_0 = 0,58 \text{ эВ}$. Агарда кремнийнинг солиштирма қаршилиги $15 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ га тенг бўлса, (1.36) ифодага кўра контакт майдонининг яримўтказгичда кириш чуқурлиги $L_n = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$ га тенг катталикка эга бўлади. Бу ҳол металл-яримўтказгич ажралиш чегарасида электр майдон кучланганлигининг максимал қиймати $0,2 \cdot 10^4 \text{ В/см}$ ни ташкил қилади. (1.31 ифодага қаранг).

Бойитилган контактилар. Яримўтказгичнинг чиқиш иши металлнинг чиқиш ишидан катта бўлган, яъни $\chi_1 > \chi_2$ шароитда металл-яримўтказгич контактининг қараб чиқамиз. Бу ҳолда яримўтказгични ташлаб кетиш учун электрон металлга нисбатан юқорироқ потенциал тўсиқни енгиб ўтиши зарур. Демак, яримўтказгичдан металлга ўтадиган электронлар оқими металлдан яримўтказгичга ўтадиган электронлар оқимидан етарлича кам бўлади. Бу ўз навбатида яримўтказгичнинг чегара олди қатламида электронлар концентрациясининг унинг ҳажмидагига нисбатан кўп тўпланишига олиб келади, яъни чегара олди қатлами электронлар билан бойитилади. Бу ҳолда бойитилган қатлам чуқурлиги, худди камбағаллашган ҳолдаги каби, бир неча юз атом қатламини ўз ичига олади. Яримўтказгич қалинлиги бўйича электронлар концентрацияси тақсимотини бу ҳолда куйидаги кўринишда ёзилиши мумкин:

$$n(x) = n_0 \exp \left[\frac{\varphi(x)}{kT} \right] \quad (1.38)$$

ҳажмий заряд зичлиги эса

$$\rho(x) = q[n_0 + n(x)] \quad (1.39)$$

кўринишида ёзилади, бу ерда n_0 —яримўтказгич чуқурлигида электронларнинг мувозанатли концентрацияси, $n(x)$ —контакт майдон таъсирида электронлар

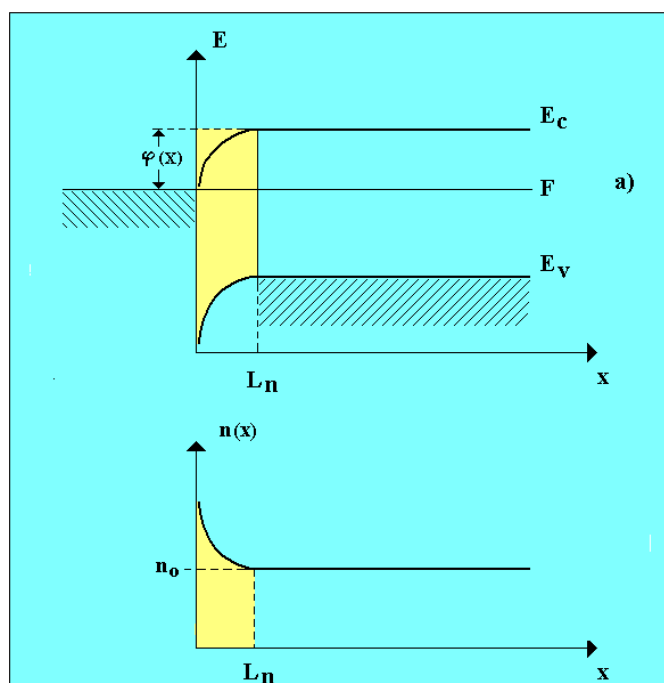
концентрациясининг ўзгариши. Бу ҳолда Пуассон тенгламаси қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qn_0}{\varepsilon_0} \left[1 + \exp \frac{\varphi(x)}{kT} \right] \quad (1.40)$$

Худди камбағаллашган соҳа ҳолидаги каби $\varphi > (2-3)kT$ бўлсин, бу ҳолда (1.40) ифодада экспонентани ўз ичига олган ҳад бирдан етарлича катта бўлади ва Пуассон тенгламаси қуйидаги кўринишда ёзилиши мумкин:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qn_0}{\varepsilon_0} \exp \frac{\varphi}{kT} \quad (1.41)$$

(1.41) тенгламанинг иккала томонини ҳам $d\varphi$ га кўпайтириб ва бу ўзгарувчи бўйича $x=\infty$ да $\varphi(x)=0$ шартни ҳисобга олиб интеграллашни амалга оширсак, қуйидаги ифодани оламиз:



6-расм. Бойитилган контактларда яримўтказгичнинг зоналар диаграммаси (а) ва электронлар концентрацияси тақсимооти

$$\frac{d\varphi}{dx} = \sqrt{\frac{2qn_0kT}{\varepsilon_0}} \left(\exp \frac{\varphi}{2kT} \right) \quad (1.42)$$

Сўнгра ўзгарувчиларни бўлаклаб, (1.42) ифодани иккала қисмини интеграллаб, бойитилган контактлар ҳолида яримўтказгичда электронлар потенциал энергиясининг координатага боғланишини ифодаловчи боғланиш графигининг ифодасини оламиз:

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

бу ерда α катталиқ қуйидаги кўринишда аниқланиши мумкин:

$$\alpha = \sqrt{\frac{2qn_0kT}{\epsilon\epsilon_0}} \quad (1.43)$$

бўлган катталиқ.

Олинган ифодадан кўринадики, яримўтказгичнинг чегара олди қатламлари асосий заряд ташувчи билан бойитилган ҳолда, металл-яримўтказгич контактида яримўтказгичдаги электронлар потенциал энергиялари тақсимоли логарифмик функция орқали ёзилар экан. Бу ҳолда контакт майдоннинг яримўтказгичга кириш чуқурлиги мувозанат ҳолида худди шу шароитдаги камбағаллашган контактлардаги нисбатан етарлича кичик бўлар экан. Бундай контактлар антиёнувчи контактлар деб юритилади. I-жадвалда энг кўп ишлатиладиган яримўтказгичли асбобларда металл-яримўтказгич контакти учун контакт потенциаллар фарқининг тажрибада олинган қийматлари келтирилган.

1-жадвал

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

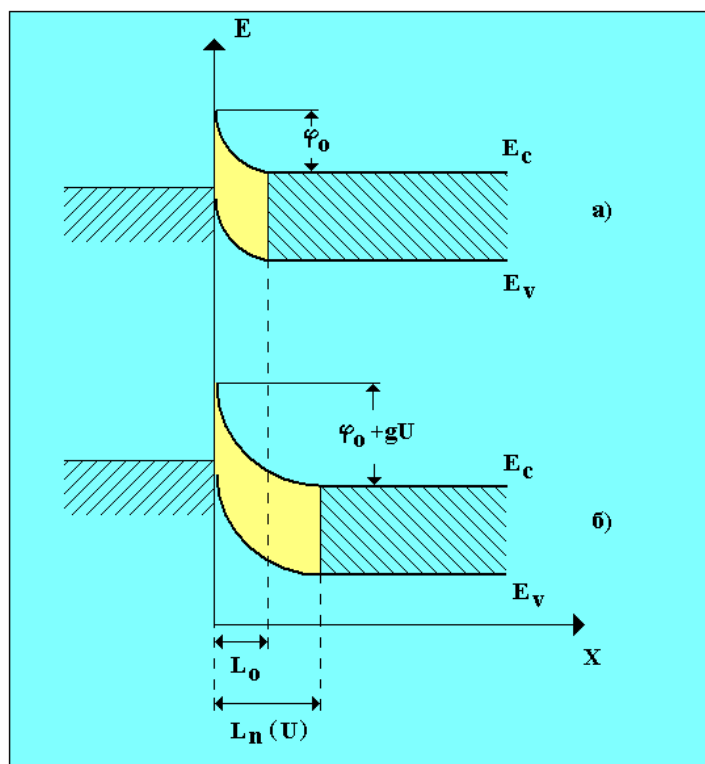
1.3. **Металл-яримўтказгич контактларининг сиғимий хусусиятлари.**

Металл-яримўтказгич контактига U тескари кучланиш берилганда, φ_0 контакт потенциаллар фарқи билан боғлиқ бўлган потенциал тўсик баландлиги қўйилган U кучланиш катталигигача ўсиб, $\varphi_0 + qU$ катталиikka тенг бўлади. Бу ҳолда яримўтказгич ҳажмий заряди қатлами L_n ҳам ортади. Ҳажмий заряд кристалл панжара билан боғланган қўзғалмас, донор ёки акцептор аралашмаларнинг ионлашган атомлари орқали ҳосил қилинганлиги сабабли, ҳажмий заряднинг ортиши фақат унинг яримўтказгич ичига томон кенгайиши туфайли содир бўлиши мумкин. Бошқача қилиб айтганда, контактга қўйилган тескари кучланишнинг ортишида электронлар ёки коваклар каби ҳаракатчан заряд ташувчилар деярли бўлмаган $L_n(U)$ яримўтказгич соҳаси кенгаяди. Бу ҳолда металлдаги электронлар концентрацияси ва яримўтказгич чуқурлигидаги заряд ташувчилар концентрацияси-электронейтрал соҳада-деярли ўзгармайди. Демак, металл-яримўтказгич контактни қопламалари металл ва яримўтказгич бўлиб, ҳажмий заряд қатлами билан ажратилган ясси конденсатор сифатида қараш мумкин. Мисол тариқасида U тескари кучланиш берилган металл- n -турдаги яримўтказгич контактини қараб чиқамиз (1.7-расм). Яримўтказгичнинг чиқиш иши χ_1 металлнинг чиқиш иши χ_2 дан кичик, яъни $\chi_1 < \chi_2$ шарт бажарилсин. Бу ҳолда яримўтказгичнинг чегараолди соҳасида, металл билан ажралиш чегарасида, электронларга камбағаллашган ҳажмий заряд қатлами ҳосил бўлади. Бу қатламнинг кенглиги L_n контактга қўйилган кучланиш катталигига боғлиқ бўлади, яъни $L_n = L_n(U)$ ва кучланиш ортиши билан ортади. (1.36) ифодага мос равишда бир бирлик юзага эга бўлган металл-яримўтказгич контакти учун L_n нинг қўйилган кучланишга боғлиқлиги қуйидаги муносабат орқали ифодаланиши мумкин:

$$L_n = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0(\varphi_0 + qU)}{qn_0}} \quad (1.44)$$

бу ердан, ифоданинг иккала томонини ҳам квадратга кўтариб ва қавс ичидаги ҳадларни ажратиб, қуйидагини оламиз:

$$\frac{L_n^2 q n_0}{2\varepsilon_0} = \varphi_0 + qU \quad (1.45)$$



1.7-расм. Тескари U кучланиш берилганда металл-яримўтказгич контактида яримўтказгич ҳажмий заряди қатлами кенглиги L_n нинг ўзгариши

Контактга қўйилган кучланиш етарлича катта, яъни $qU \gg \phi_0$ бўлсин. Бу шарт бажарилганда контаклдаги потенциал тушув қуйидаги муносабат орқали ифодаланиши мумкин:

$$U = \frac{L_n^2 q n_0}{2 \epsilon \epsilon_0} \quad (1.46)$$

Камбағаллашган қатлам заряди катталиги эркин электронлар концентрацияси n_0 ва қатлам қалинлиги L_n ларга пропорционал:

$$Q = q n_0 L_n \quad (1.47)$$

Ясси конденсаторнинг электр сиғими қуйидагича аниқланади:

$$C = \frac{dQ}{dU} \quad (1.48)$$

Ҳажмий заряд катталиги ва ундаги потенциал тушуви қатлам қалинлиги L_n га боғлиқ эканлигини эътиборга олсак, dL_n нинг ўзгаришида dQ ва dU катталиклар ўзгаришини топамиз:

$$dQ = qn_0 dL_n; \quad dU = \frac{qn_0}{2\varepsilon_0} 2L_n dL_n = \frac{qn_0}{\varepsilon_0} L_n dL_n \quad (1.49)$$

Олинган ифодани (1.48) га қўйиб, сиғим учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$C = \frac{qn_0 dL_n \varepsilon_0}{qn_0 L_n dL_n} = \frac{\varepsilon_0}{L_n} \quad (1.50)$$

(1.50) муносабат, бирлик юзага эга бўлган L_n қалинликдаги ясси конденсатор сиғими ифодасидир. (1.50) ифодани контакт юзаси S га кўпайтириб, ясси конденсатор сиғими учун қуйидаги формулани оламиз:

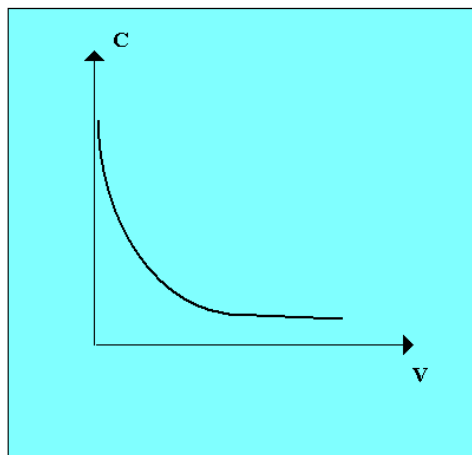
$$C = \frac{\varepsilon_0 S}{L_n} \quad (1.51)$$

бу ерда L_n -ҳажмий заряд қатлами қалинлиги.

Металл яримўтказгич контактида яримўтказгич ҳажмий заряди қатламининг қалинлиги контактга қўйилган кучланиш катталигига боғлиқ $L_n = L_n(U)$. Бу боғланиш (1.44) ва (1.51) ифодадан фойдаланиб контактга қўйилган кучланиш катталигининг ўзгариши натижасида металл-яримўтказгич контакти сиғими ўзгаришини ифодаловчи қуйидаги аналитик муносабатни аниқлашимиз мумкин. Келтирилган боғланишдан кўринадики, контактга қўйилган тескари U кучланишнинг ортиб бориши натижасида контакт сиғими параболик конуният бўйича камаяди:

$$C = \frac{\varepsilon_0 S}{\sqrt{\frac{2\varepsilon_0(\varphi_0 + qU)}{q n_0}}} \quad (1.52)$$

1.8-расмда металл-яримўтказгич контактининг типик вольт-фарада характеристикаси келтирилган



1.8-расм. Металл-яримўтказгич контактининг вольт-фарада характеристикаси

1.4 Диффузион ва дрейд тоқлар.

Электр ташувчилар-электронлар ва коваклар концентрацияси бир нуқтадан иккинчи нуқтасигача ўзгариб турадиган бир жинсли бўлмаган ярим ўтказгични қараб чиқайлик. Концентрациянинг бундай ўзгаришига сабаб, масалан аралашманинг бутун яримўтказгич ҳажми бўйича нотекис тақсимланиши бўлиши мумкин. Бундай нобиржинслилик мавжуд бўлганда яримўтказгич ҳажмида ковак ва электронларнинг диффузияси юзага келади. Бу ҳолда яримўтказгич электр ташувчиларнинг концентрация кам бўлган соҳага диффузияси натижасида ток пайдо бўлади. Бу ҳодисани бир ўлчовли электрон яримўтказгич мисолида қараб чиқайлик. Яримўтказгичда электронлар-заряд ташувчилар концентрацияси 1.9-расмда кўрсатилгандек x ўқи йўналишида ортиб борсин. x ўқиға перпендикуляр ихтиёрий текислик оламиз ва бу текисликдан ўнг ва чап томонда жойлашган dx қалинликдаги 1- ва 2-қатламлардаги электронларнинг ҳаракатини қараб чиқамиз.

Хаотик-иссиқлик ҳаракати натижасида электронлар бир қатламдан иккинчисига ўтади. Ҳар бир электрон бир хил эҳтимоллик билан ўнг тараф ёки чап тарафга ҳаракатланиши мумкин. Шу сабабли, электронларнинг бир қисми 1-қатламдан 2-қатламга ўтади ва худди шу вақт ичида электронларнинг бир қисми 2-қатламдан 1-қатламга ўтади. 2-қатламда электронлар сони 1-қатламдагидан кўп бўлганлиги сабабли, 2-қатламдан 1-қатламга ўтадиган электронлар оқими 1-қатламдан 2-қатламга ўтадиган электронларнинг оқими фарқлангани учун 1-қатламда электронларнинг ўртача концентрацияси $n(x-dx/2)$ га тенг бўлса, 2-қатламдаги уларнинг концентрацияси $n(x+dx/2)$ га тенг бўлади. Бу қатламлардаги концентрациялар фарқи қуйидагига тенг бўлади:

$$n\left(x - \frac{dx}{2}\right) - n\left(x + \frac{dx}{2}\right) = -\frac{dn}{dx} dx \quad (1.53)$$

(1.53) ифодадан кўринадикки, электронлар концентрациялари фарқи улар концентрациялари градиентига пропорционал бўлар экан. Шу сабабли, электронларнинг x ўқи йўналишидаги диффузияси натижасида ҳосил бўладиган электронлар оқими- I_n , шу йўналишдаги концентрация градиентига пропорционал бўлади:

$$I_n = -D_n \frac{dn}{dx} \quad (1.54)$$

бу ерда D_n -электронларнинг диффузия коэффициентини.

Мос равишда ковакларнинг диффузион оқимини қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$I_p = -D_p \frac{dp}{dx} \quad (1.55)$$

бу ерда D_p –коваклар диффузияси коэффиценти. Хар иккала тенгламадаги минус ишора электрон ва ковакларнинг диффузион оқимлари заряд ташувчилар концентрацияси кам бўлган томонга йўналганлигини кўрсатади. Диффузион оқимларга мос электрон ва ковакларнинг диффузион токлари мос равишда

$$j_{n \text{ дифф}} = qD_n \frac{dn}{dx} \quad \text{ва} \quad (1.56)$$

$$j_{p \text{ дифф}} = qD_p \frac{dp}{dx}$$

га тенг бўлади.

Умумий ҳолда электронлар ва коваклар концентрациялари (x, y, z) координаталар функцияси бўлганда диффузион тоklar қуйидаги кўринишда ёзилиши мумкин:

$$j_{n \text{ дифф}} = qD_n \text{grad } n(r) \quad \text{ва} \quad j_{p \text{ дифф}} = qD_p \text{grad } p(r)$$

Концентрация градиенти мавжудлиги сабабли пайдо бўладиган диффузион тоklar зарядларнинг фазовий ажралишига сабаб бўлади. Зарядларнинг яримўтказгич ҳажмида ажралиши электр майдонини юзага келтиради. Бу майдон ўз навбатида ковак ва электронларнинг дрейф токини юзага келтиради.

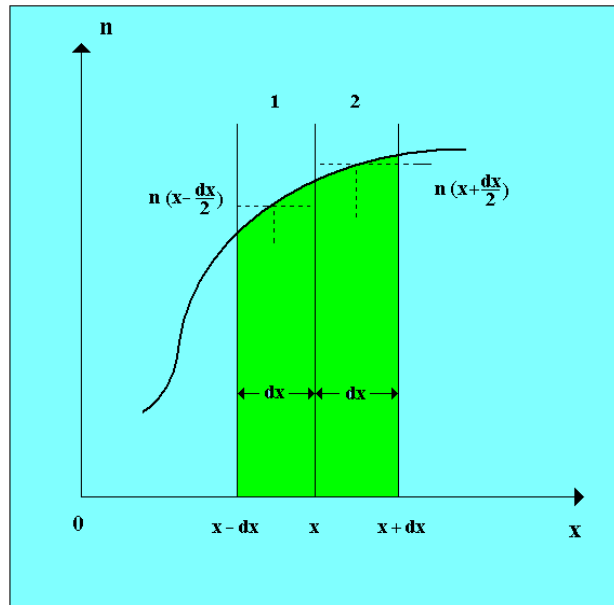
$$j_{p \text{ др}} = q\mu_p E, \quad j_{n \text{ др}} = q\mu_n E \quad (1.57)$$

бу ерда μ_p ва μ_n лар – мос равишда ковак ва электронларнинг ҳаракатчанлиги. Яримўтказгичда оқадиган тўла ток электрон ва ион ташкил этувчилар дрейф ва диффузион токлари йиғиндисидан иборат бўлади:

$$j_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx} \quad j_p = qp\mu_p E - qD_p \frac{dp}{dx} \quad (1.58)$$

ва қуйидаги кўринишга эга бўлади:

$$j = j_n + j_p = q(n\mu_n + p\mu_p)E + q\left(D_n \frac{dn}{dx} - D_p \frac{dp}{dx}\right) \quad (1.59)$$



1.9-расм. Бир жинсли бўлмаган яримўтказгичда дрейф ва диффузион тоқларни ҳисоблашга доир

Металл-яримўтказгич контактининг ВАХ

Металл-яримўтказгич контактига тўғри кучланиш берилганда потенциал тўсиқ баландлиги қўйилган кучланиш катталигига камаяди (пасаяди). Потенциал тўсиқ баландлигининг камайиши асосий заряд ташувчиларнинг осон тўсиқни енгиб ўтиши ва контакт орқали ток ҳосил қилишига олиб келади. Ток ташишнинг бир неча механизмлари мавжуд. 1.10 - расмда n-турдаги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгич асосида тайёрланган металл-яримўтказгич контакти орқали, камбағаллашаган контакт ҳолида, ток ташишнинг асосий механизмлари кўрсатилган. Бу барьер усти механизми - 1, барьер орқали тунеллашиши - 2, ҳажмий заряд соҳасида рекомбинация - 3, электронейтрал соҳадаги рекомбинация 4 - механизмларидир. Барьер усти механизми яримўтказгичли асбобларда энг кенг татбиқ этиладиган механизм ҳисобланади. Шу сабабли уни батафсил қараб чиқамиз. Кремний ёки германий каби етарлича катта эркин ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлигига эга бўлган яримўтказгичларда металл билан контактга учраганда ҳажмий заряд қатлами эркин югуриш йўлидан етарлича кичик. Бундай яримўтказгичларда ташувчилар ҳажмий заряд қатламини тўқнашувларсиз панжара билан таъсирлашмасдан босиб ўтади. Бундай қатламга асосланган ток ташиш назариясидиод тўғрилаш назарияси номини олди. Диод тўғрилаш назариясига мос равишда металл-яримўтказгич контактининг вольтампер характеристикасини ҳисоблаймиз. Юқорида кўрсатилганидек χ потенциал тўсиқни енгиб ўта оладиган электронлар оқими қуйидаги ифода орқали ёзилади:

$$I_1 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi}{kT}\right) \quad (1.60)$$

бу ерда χ - яримўтказгичнинг термодинамик чиқиш иши. Металл-яримўтказгич контактига тўғри кучланиш берилганда ажралиш чегарасида пайдо бўладиган потенциал тўсиқ баландлиги камаяди ва $\varphi_0 - qU$ катталиқка тенг бўлади (1.11-расмга қаранг). Потенциал тўсиқнинг баландлигининг камайиши яримўтказгичдан металлга электронлар оқимининг ортишига олиб келади. (1.60) ифодада χ катталиқ ўрнига $\varphi(0) = \varphi_0 - qU$ катталиқни қўйиб, бу оқимни топамиз:

$$I_1 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2\hbar^3} \exp\left(-\frac{\varphi(0) - F}{kT}\right) \quad (1.61)$$

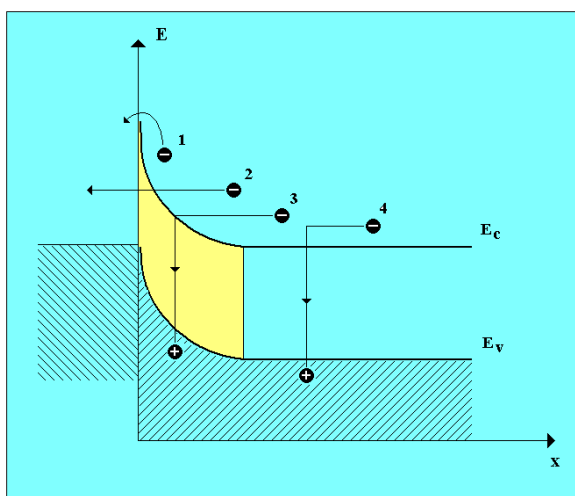
(1.61) ифодадан кўринадики, бу оқим асосан яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонасидаги электронларнинг сиртий концентрацияси орқали аниқланади:

$$n_s = n_0 \exp\left(-\frac{\varphi_0}{kT}\right) \quad (1.62)$$

бу ерда n_0 -яримўтказгичдаги электронларнинг мувозанат ҳолатидаги концентрацияси:

$$n_0 = N_c \exp \frac{F}{kT} = \frac{2}{\hbar^3} \left(\frac{mkT}{2\pi} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \frac{F}{kT} \quad (1.63)$$

Бу ерда N_c -ўтказувчанлик зонасидаги ҳолатларнинг эффектив зичлиги, m -электроннинг массаси.



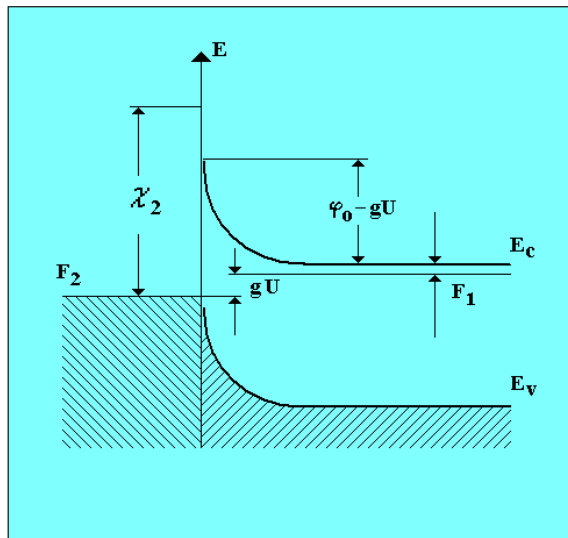
1.10-рasm. Металл-яримўтказгич контакти орқали ток ўтишинининг асосий механизмлари; 1-барьерусти механизми; 2-потенциал барьер орқали тунелланиш; 3-ҳажмий заряд соҳасидаги рекомбинация; 4-электронеутрал соҳадаги рекомбинация.

Электронларнинг маълум ўртача иссиқлик ҳаракати тезлиги

$$v = \sqrt{\frac{8kT}{m\pi}}, \quad (1.64)$$

ифодасидан фойдаланиб яримўтказгичдан металлга, металл-яримўтказгич контактида потенциал тўсиқ пасайиши натижасида ўтадиган электронлар оқимини ёзиш мумкин:

$$I_1 = \frac{1}{4} n_s v q \exp \frac{qU}{kT} \quad (1.65)$$



1.11-рasm. U тескари кучланиш берилган пайтда металл-яримўтказгич контактининг зона диаграммаси.

Металлдан яримўтказгичга ўтадиган электронлар оқими қўйилган кучланиш катталигига боғлиқ бўлмайди ва (1.16) ифода орқали аниқланиши мумкин:

$$I_2 = \frac{m(kT)^2}{2\pi^2 \hbar^3} \exp\left(-\frac{\chi_2}{kT}\right) = \frac{1}{4} q n_s v$$

Натижавий ток j , I_1 ва I_2 оқимлар фарқи орқали аниқланади, яъни, $j = (I_1 - I_2)q$ ва

$$j = \frac{1}{4} q n_s v \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (1.66)$$

Олинган ифодадан кўринадик, $U > 0$ бўлган ҳолда токнинг кучланишга боғлиқлиги экстенциал функция орқали аниқланади, $U < 0$ бўлган ҳолда эса, ток ишорасини ўзгартиради ва кучланишга боғлиқ бўлмай қолади. Ҳақиқатан ҳам металл-яримўтказгич контактига тўғри кучланиш берилган ҳолда потенциал тўсиқ баландлиги камаяди ва электронларнинг яримўтказгичдан металлга ўтиши кескин ортади. Тескари кучланиш уланганда эса, потенциал тўсиқ баландлиги ортади, у эса яримўтказгичдан металлга ўтаётган электронлар оқими деярли нолгача камаяди. Тескари катта кучланишларда контакт орқали ўтувчи барча тоқлар электронларнинг металлдан яримўтказгичга ўтаётган оқими туфайли ҳосил бўлади. Кам концентрацияли, кичик ҳаракатчанликка ва кичик эркин югуриш йўлига эга бўлган эркин заряд ташувчиларга эга бўлган яримўтказгичлар учун тўғрилашнинг диод назариясидан фойдаланиб бўлмайди. Бунга сабаб, металл билан контактдаги яримўтказгичларда ҳажмий заряд қатлами эркин югуриш йўлидан етарлича катталигидир $L \gg l$. Электронлар ва коваклар ҳажмий заряд қатлаидан ўтаётиб кристалл панжара тугунлари билан кўп қаррали тўқнашишлар содир қилади, яъни уларнинг ҳаракати диффузия қонунларига бўйсунди.

Бу ўз навбатида бундай яримўтказгичлар контактлари вольтампер характеристикаларини муваффақиятли қўлланиладиган назария номини бериб бу-тўғрилашнинг диффузион назарияси деб аталди. Бу назарияда металл-яримўтказгич контактининг вольтампер характеристикаларини ҳисоблашда токнинг ҳам, дрейф ҳам диффузион ташкил этувчилари ҳисобга олинади (1.59). Электр майдон кучланганлиги ва заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги учун маълум муносабатлар:

$$E = \frac{1}{q} \frac{d\phi}{dx}, \quad \mu_n = \frac{qD_n}{kT} \quad (1.66 \text{ a})$$

ни ҳисобга олсак, контакт орқали ўтаётган токни қуйидаги ифода ёрдамида ифодалаш мумкин:

$$j = qx \frac{qD_n}{kT} \frac{1}{q} \frac{d\phi}{dx} + qD_n \frac{dn(x)}{dx}; \quad \frac{j}{qD_n} = \frac{n(x)}{kT} \frac{d\phi}{dx} + \frac{dn(x)}{dx} \quad (1.67)$$

ва қуйидаги

$$\frac{dn(x)}{dx} + \frac{n(x)}{kT} \frac{d\phi}{dx} = \frac{j}{qD_n} \quad (1.68)$$

кўринишда ёзилган (1.67) ифода-диффузион тенглама номини олди.

Контактнинг вольтампер характеристикасини ҳисоблаш қуйидаги чегаравий шартларда диффузион тенгламани ечишга келтирилади:

$$\text{агар } x = 0 \text{ бўлса, у ҳолда } \phi(0) = \phi_0 - qU \text{ ва } n(0) = n_0 \exp\left(-\frac{\phi_0}{kT}\right); \quad (1.69)$$

$$\text{агар } x = L \text{ бўлса, у ҳолда } \varphi(L) = 0 \text{ ва } n(L) = 0 \quad (1.70)$$

(1.68) тенгламани ечиш учун доимийлар вариацияси усулидан фойдаланамиз ва n қ $n(x)$ эканлигини эътиборга оламиз:

$$n(x) = n_0(x) \exp\left(-\frac{\varphi}{kT}\right) \quad (1.71)$$

(1.71) ифодани координаталар бўйича дифференциаллаб қуйидагини оламиз:

$$\frac{dn(x)}{dx} = \frac{dn_0(x)}{dx} \exp\left(-\frac{\varphi}{kT}\right) - \frac{n_0(x)}{kT} \exp\left(-\frac{\varphi}{kT}\right) \frac{d\varphi}{dx} \quad (1.72)$$

(1.72) ифодани (1.68) га қўйиб

$$\frac{dn_0(x)}{dx} \exp\left(-\frac{\varphi}{kT}\right) = \frac{j}{qD_n} \quad (1.73)$$

ифодани оламиз. (1.73) ифодадан қуйидаги ифодани топамиз:

$$dn_0(x) = \frac{j}{qD_n} \exp\left(\frac{\varphi}{kT}\right) dx \quad (1.74)$$

(1.70) ифодани эътиборга олиб, (1.47) ифодани қуйидаги кўринишга келтирамиз:

$$n_0(L) - n_0(x) = \frac{j}{qD_n} \int_x^L \exp\left(\frac{\varphi}{kT}\right) dx, \quad (1.75)$$

бу тенгламадан $n_0(x)$ учун ифодани оламиз:

$$n_0(x) = n_0(L) - \frac{j}{qD_n} \int_x^L \exp\left(\frac{\varphi}{kT}\right) dx \quad (1.76)$$

Энди олинган (1.76) ифодани (1.71) га қўйиб ва (1.69) ҳамда (1.70) шартларни ҳисобга олиб қуйидаги ифодани аниқлаймиз:

$$n_0 = \left[n_0 \exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - \frac{j}{qD_n} \int_0^L \exp\left(\frac{\varphi}{kT}\right) dx \right] \exp \frac{qU}{kT} \quad (1.77)$$

Шундан сўнг, квадрат кавсларни очиб ва j катталикини ажратиб, j ни аналитик боғланиш қўйилган U кучланиш функцияси сифатида оламиз:

$$j = \frac{qn_0D \left[1 - \exp\left(-\frac{qU}{kT}\right) \right]}{\int_0^L \exp\left(\frac{\varphi}{kT}\right) dx} \quad (1.78)$$

(1.78) ифода энг умумий ҳолда ёзилган металл-яримўтказгич контакти вольтампер характеристикаси тенгламасидир. Бу ифода ихтиёрий $\varphi(x)$ боғланиш учун ўринлидир. Лекин, бу аниқ ифода амалий ишлар учун қулай эмас. Бу ифодани тақрибий баҳолашнинг бир неча усуллари мавжуд. Улардан бирини қараб чиқамиз. Бунинг учун (1.78) ифодага кирувчи интегрални

$$\int_0^{Le} \exp\left(\frac{\varphi}{kT}\right) dx = \int_{\varphi_0 - qU}^0 \exp\left(\frac{\varphi}{kT}\right) \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^{-1} d\varphi$$

кўринишда ёзамиз. Интеграл остидаги $\exp(\varphi/kT)$ функция $\varphi(x)$ ортиши билан тез ортади, $x=0$ нукта яқинида ўзининг максимал қийматига эришади. Бу ерда $\varphi(x)$ -максимал қиймат ҳисобланади. Шу сабабли $x=0$ нукта яқинида интеграллашда бу функция интегралга энг катта улуш қўшади. Шу билан бирга $(d\varphi/dx)^{-1}$ нинг қиймати бу нукта яқинида унчалик катта эмас ва уни интеграл белгиси ташқарисига чиқариш мумкин. Бу ҳолда қуйидаги ифодани оламиз:

$$\begin{aligned} \int_0^L \exp\left(\frac{\varphi}{kT}\right) \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^{-1} d\varphi &= \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^{-1} \int_{\varphi_0 - qU}^0 \exp\left(\frac{\varphi}{kT}\right) d\varphi = \\ &= kT \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^{-1} \left[1 - \exp\left(\frac{\varphi_0 - qU}{kT}\right) \right] \approx kT \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^{-1}_{x=0} \exp\left(\frac{\varphi_0 - qU}{kT}\right) \end{aligned} \quad (1.79)$$

Бу ерда $\varphi_0 - qU \gg kT$ шарт бажарилганда экспоненциал ҳад бирдан етарлича катта бўлганлиги сабабли квадрат қавс ичидаги бир сонининг экспоненциал ҳадга нисбатан эътиборга олмадик. (1.79) ифодани (1.78) га қўйиб, қуйидаги соддароқ ифодани оламиз:

$$j = \frac{qDn_0}{kT} \left(\frac{d\varphi}{dx}\right)_{x=0} \exp\left(-\frac{\varphi}{kT}\right) \left[\exp\left(\frac{qU}{kT}\right) - 1 \right] \quad (1.80)$$

ёки электр майдон кучланганлиги ва заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги (1.66а) учун маълум бўлган муносабатларни ҳисобга олиб, металл-яримўтказгич контактининг вольтампер характеристикаси учун янада қулайроқ ифодани оламиз:

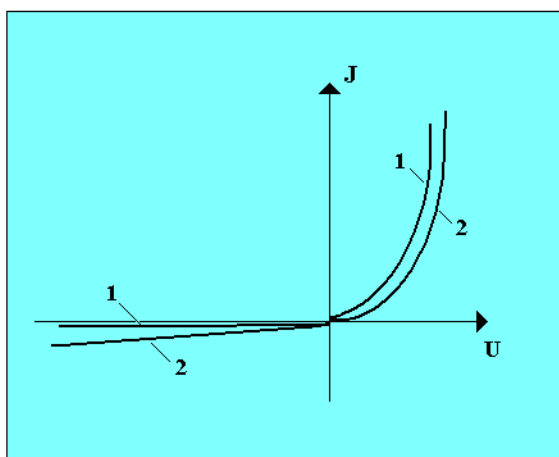
$$j = qn_s \mu_n E_s \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (1.81)$$

Олинган ифодадан кўринадики, кучланишнинг мусбат қийматларида ($U>0$), контакт орқали ўтаётган ток экспоненциал функция орқали ёзилади, яъни мусбат кучланишнинг ортиши билан ток кескин ортади. Ҳақиқатан ҳам,

мусбат кучланишнинг ортиши билан металл-яримўтказгич контактидаги потенциал тўсиқ баландлиги камаяди ($\phi_0 - qU$) ва яримўтказгичдан металлга электронлар оқими кескин ортади. Кучланишнинг манфий қийматларида ($U < 0$), таркибида экспонента бўлган ҳад эътиборга олмайдиган даражада кичик бўлади ва ток учун ифода қўйидаги кўринишни олади:

$$j = -qn_s\mu_n E_s \quad (1.82)$$

Бу ҳолда потенциал тўсиқ баландлиги қўйилган кучланишга тенг қийматга ($\phi_0 + qU$) ортади, яримўтказгичдан металлга электронлар оқими амалда кузатилмайди, контакт орқали ўтаётган ток металлдан яримўтказгичга ўтаётган электронлар туфайли пайдо бўлади.



1.12-расм. Металл-яримўтказгич контактининг диод (1) ва диффузион назарияларга мос вольтампер характеристикалари (ВАХ)

Кўриниб турибдики, кучланишнинг мусбат қийматларида контакт орқали тўғри ток иккала ҳолда ҳам кескин ортади. Диод назариясига кўра кучланишнинг манфий қийматларида тескари ток тўйинишга интилади ва тескари кучланиш ортиши билан бирмунча ортади. Бу эса яримўтказгич-металл ажралош чегарасида E_s электр майдон кучланганлигинининг ортиши билан тушунтирилади. Металл-яримўтказгич контакти вольтампер характеристикаларини аниқлашда биз яримўтказгичда аралашмалар тўла ионлашган ва уларнинг концентрациялари бутун яримўтказгич қалинлиги бўйича доимий бўлган ҳолни қараб чиқдик. Шунинг эътиборга олиш лозимки, бу шарт ҳар доим ҳам бажарилавермайди. Бундан ташқари яримўтказгичда юпқа қатламлар ҳосил қилувчи легирланган аралашмалардан ташқари чуқур энергетик марказлар ҳосил қилувчи аралашмалар ҳам мавжуд бўлиши мумкин. Бундай марказлар металл-яримўтказгич контактининг барча параметрларига ўзига хос таъсирлар кўрсатиши мумкин.

1.6. Чуқур марказларнинг контакт параметрларига таъсири

Яримўтказгичларда саёз қатламлар ҳосил қилувчи легирланган аралашмалардан ташқари, чуқур сатҳлар ҳосил қилувчи аралашмалар ҳам мавжуд бўлиши мумкин. Эслатиб ўтамиз, энергетик сатҳлар чуқур сатҳлар дейилади, агарда сатҳлар яримўтказгичнинг ман қилинган зоналарида локаллашган бўлиб, рухсат этилган зона четларидан 0,1 эВ дан кўпроқ узоқлашган бўлса. Чуқур энергетик сатҳлар хона ҳароратида қисман ионлашган бўлиб, мос равишда қўшимча заряд ҳосил қилади. Чуқур сатҳлар мос ташувчиларни тутиб олганига қадар ва ундан кейинги заряд ҳолатига қараб донор ёки акцептор хусусиятига эга бўлиши мумкин. Ионлашган донор сатҳи мусбат зарядланган, акцептор сатҳи эса манфий зарядланган. Металл-яримўтказгич контактида чуқур сатҳларнинг мавжуд бўлиши ҳажмий заряд қатламига таъсир қилади ва бутун контакт характеристикаларни ўзгартиради. n -тур*даги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгич-металл контактини қараб чиқамиз. Фараз қилайлик, яримўтказгичда юпқа қатламлар ҳосил қилувчи донор турдаги аралашмалардан ташқари, чуқур энергетик сатҳлар ҳосил қилувчи донор аралашмалар ҳам мавжуд бўлсин. Юпқа сатҳлар ҳосил қилувчи донор аралашмалар концентрацияси N_1 ва чуқур сатҳлар ҳосил қилувчи донор аралашмалар концентрацияси N_2 бўлсин (1.13-расм). Контактга тескари кучланиш берилганда яримўтказгичнинг ҳажмий заряди қатлами кенгайди. Ҳажмий заряд зичлиги бу ҳолда икки қисмга ажралади:

$$\rho(x) = q(N_1 + N_2) \quad 0 < x < L_1 \quad \text{да}$$

$$\text{ва} \quad \rho(x) = qN_1 \quad L_1 < x < L_n \quad \text{да}$$

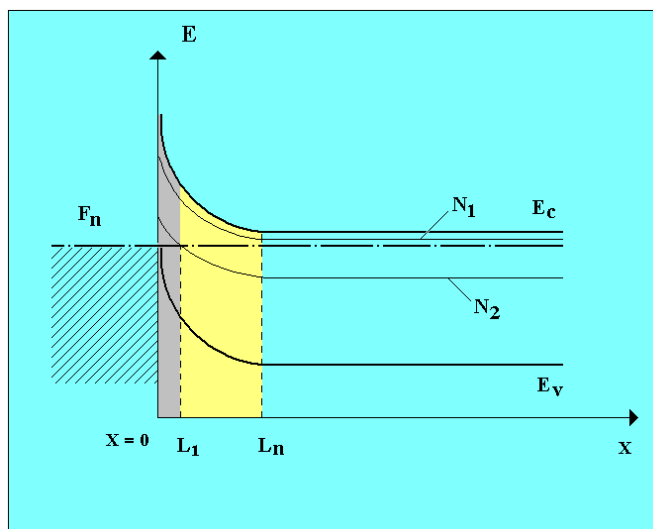
Ҳар бир оралиқ учун чегаравий шартларни ҳисобга олган ҳолда Пуассон тенгламасини ечиб қуйидагиларни оламиз:

$$\varphi = 0 \quad \text{ва} \quad d\varphi / dx = 0 \quad x = L_n \quad \text{бўлган ҳолда}$$

$$\text{ва} \quad \frac{d\varphi}{dx} = \frac{q^2 N_1}{\varepsilon_0} (L - L_1) \quad x = L_1 \quad \text{бўлган ҳолда}$$

$$E_{x=0} = \frac{q}{\varepsilon_0} (N_1 L_n + N_2 L_1) \quad (1.53)$$

Олинган ифодани (1.30) тенглама билан солиштириб, қуйидагиларни кўриш мумкин. Яримўтказгичнинг ман қилинган зонасида, биттаси тўла ионлашмаган, икки донор сатҳи мавжуд бўлганда яримўтказгич-металл чегарасида электр майдон кучланганлиги ортади. Мос равишда бутун $\varphi(x)$ боғланиш ўзгаради.

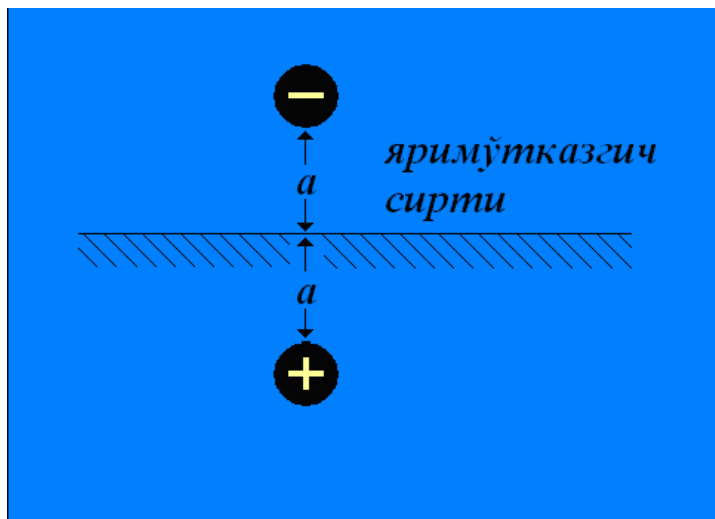


1.13-расм. N_2 концентрацияли чуқур қатламда етувчи донор сатҳига эга бўлган металл-яримўтказгич контактининг зона диаграммаси

Диод назариясида ток учун ёзилган ифода $\varphi(x)$ тақсимооти кўринишига боғлиқ бўлмайди, чунки потенциал тўсикдан ўтаётган электронлар оқими катталиги асосан потенциал тўсик баландлиги билан аниқланади. Диффузион назарияда, унинг таркибига кирувчи E_s электр майдон кучланганлиги яримўтказгич-металл контактида $\varphi(x)$ боғланиш бу майдон катталигини аниқлайди. Бу деган сўз электр майдон кучланганлиги катталиги чуқур марказлар мавжуд бўлган ҳолда ўзгаради демакдир. Яримўтказгичнинг ман қилинган зоналарида чуқур энергетик сатҳларни ҳосил қилувчи киришмаларнинг мавжуд бўлиши улар асосида тайёрланган қурилма ва яримўтказгичли материалларнинг кўпчилик параметрларини ўзгаришига олиб келади. Яримўтказгичнинг ман қилинган зонасида турли фаоллаштириш энергиясига эга бўлган чуқур донор ва акцептор аралашмалар мавжуд бўлиши мумкин. Бу аралашмаларнинг ҳар бири қўйилган ўзгарувчан сигнал частотасига турлича боғлиқ бўлади. Бу ҳолда паст ва юқори частотали сиғим ўзаро фарқ қилади. Паст частотали сиғим ионлашган саёз ва чуқур қатламли киришмалар марказлари, юқори частотали сиғим эса эркин заряд ташувчилар концентрацияси билан аниқланади. Деярли барча яримўтказгичли асбоб ва қурилмаларнинг температуравий характеристикалари чуқур энергетик сатҳларнинг мавжудлиги, тури ва концентрацияси орқали аниқланади. Ҳақиқатан ҳам аксарият яримўтказгичли материалларда хона температурасига яқин температураларда саёз сатҳлар ҳосил қилувчи киришма марказлари тўла ионлашган бўлиб, чуқур сатҳлар ҳосил қилувчи киришма марказлари қисман ионлашган бўлади. Температуранинг ортиши чуқур сатҳлар ҳосил қилувчи киришма марказларининг тўла ионлашишига рухсат этилган энергетик зоналарда эркин заряд ташувчилар концентрациясининг ортишига ва яримўтказгичлар параметрларининг ўзгаришига олиб келади.

1.7. Шоттки эффект.

Агар электрон яримўтказгич сиртини ташлаб чиқиб кетадиган бўлса, у ҳолда унда мусбат зарядланган «бўш жой» пайдо бўлади. (1.14-расм). У ҳолда Кулон қонунига мувофиқ электрон ва «бўш жой» ўртасида тортишиш кучи пайдо бўлади, бу тортишиш кучи-кўзгу (аксланиш) натижасидаги кучидир.



1.14-расм. Кўзгу акслантириш кучининг пайдо бўлиши (тасвири).

$$F = \frac{q^2}{4\pi\epsilon_0(2a)^2} = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 a^2} \quad (1.84)$$

Металл-яримўтказгич системасига E ташқи электр майдони қўйилганда электронга яна битта qE куч таъсир қилади. Яримўтказгич сиртидан бирор «а» масофада бу иккала куч бир-бирига тенг бўлади, яъни, F қ qE ва

$$qE = \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 a^2} \quad (1.85)$$

бу ердан:

$$a = \frac{1}{2} \left(\frac{q}{4\pi\epsilon_0 E} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.86)$$

ифодани оламир.

Электронни кўзгу акслантириш кучлари ҳосил қилган Кулон тортишиш майдонидан чиқариб юбориш учун унга «а» масофани босиб ўтиши учун етарли бўлган энергия ва уни чексизликкача кўчириш учун зарур бўлган қўшимча энергия бериш керак:

$$E = qEa + \int_a^{\infty} \left(-\frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 y^2} \right) dy = qEa + \frac{q^2}{16\pi\epsilon_0 a} \quad (1.87)$$

(1.85) ифодага «а» нинг ўрнига (1.86) ифодани қўйиб, электроннинг электр майдони туфайли оладиган қўшимча энергиясининг қийматини олишимиз мумкин:

$$\left(\frac{q^3 E}{4\pi\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}$$

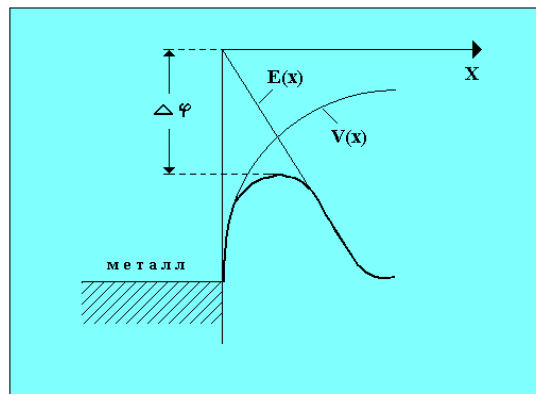
Бу қўшимча энергия яримўтказгич чиқиш ишини

$$\Delta\varphi = \left(\frac{qE}{4\pi\epsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}$$

катталиқка камайтиради.

Электр майдонида потенциал тўсиқ баландлигининг пасайишига *Шоттки эффекти* дейилади.

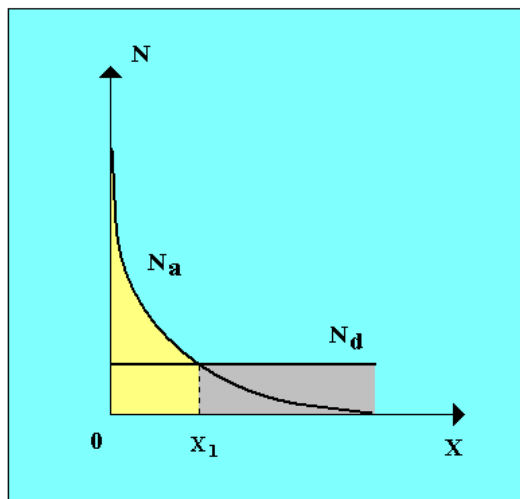
Шоттки эффекти металл-яримўтказгич контактида токнинг ўтиш жараёнига сезиларли таъсир кўрсатади. 1.14 (а)-расмда металл-яримўтказгич контактида потенциал тўсиқ баландлигининг Шоттки эффекти ҳисобига камайиши кўрсатилган.



1.14 (а)-расм.

2.1. Электрон-(ковакли) (p-n) ўтишининг хосил бўлиши

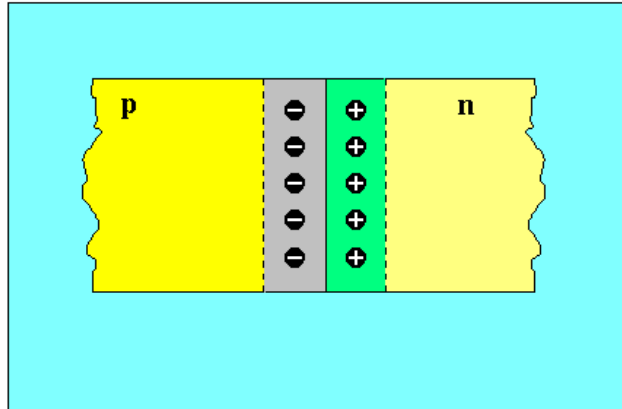
p-n ўтиш хосил бўлишининг физик манзарасини қараб чиқамиз. N_d концентрацияли донор киришма бутун ҳажм бўйича текис тақсимланган, электрон турдаги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичли кристалл мавжуд бўлсин. Кристаллнинг бирор қирраси бўйича N_a концентрацияли акцептор киришма диффузияси ўтказилсин, бу ҳолда $N_a \gg N_d$ (2.1-расм). Бундай диффузиядан сўнг, яримўтказгич ҳажми турли турдаги ўтказувчанликка эга бўлган икки қисмга ажралади. Ҳақиқатан ҳам, бутун $0 < x < x_1$ соҳада «коваклар» концентрацияси $p \approx N_a - N_d$, электронлар концентрацияси эса N_d га тенг. $N_a \gg N_d$ бўлганлиги сабабли, асосий заряд ташувчилар коваклар ҳисобланади. $x > x_1$ соҳада «коваклар» концентрацияси кам ($N_a \ll N_d$), электронлар концентрацияси эса $n = N_d$, демак бу соҳа n турдаги ўтказувчанликка эга, яъни асосий заряд ташувчилар бу соҳада электронлар ҳисобланади. Бошқача қилиб айтганда x қ x_1 текислик яқинида p соҳадан n соҳага ўтиш шаклланади, яъни p-n ўтиш хосил бўлади. Соҳанинг ҳар икки тарафида ($x < x_1$ текислигининг) электронлар ва «коваклар» концентрациялари турлича. Ўтишнинг пайдо бўлишида электронлар юқори концентрацияли соҳадан кам концентрацияли соҳага диффузия орқали ўтади. Бу ҳолда n соҳада, $x = x_1$ текислик яқинида эркин электронлар сони ионлашган донорлар сонидан кичик бўлади. Бу эса электронейтраллик шартининг бузилишига ва ионлашган донор аралашмалар туфайли пайдо бўладиган компенсацияланмайдиган мусбат заряднинг хосил бўлишига олиб келади.



2.1-расм. p-n ўтишининг хосил бўлиши

Ўз навбатида $x = x_1$ текисликка тегиб турган соҳадан, p соҳадан коваклар n соҳага диффузияланади. Бу эса p соҳада ионлашган акцепторларнинг компенсацияланмайдиган манфий зарядлари хосил бўлишига олиб келади. Шундай қилиб, p ва n соҳалар ажрალიши чегарасида аралашмаларнинг ионлашган зарядлари билан характерланадиган иккиламчи электр қатлами хосил бўлади (2.2-расм). Бу қатлам туфайли хосил бўлган электр майдони,

ҳаракатчан заряд ташувчиларнинг кейинги диффузиясига тўсқинлик қилади. Лекин бу майдон диффузион токка тескари йўналган асосий бўлмаган электр ташувчиларнинг дрейф токини юзага келтиради. Ташқи кучланиш бўлмаган ҳолда, мувозанат ҳолатида, ўтиш орқали натижавий ток нолга тенг бўлади.



2.2-расм. p ва n соҳалар ажралиш чегарасида иккиламчи электр қатламининг ҳосил бўлиши.

Бу деган сўз, электр майдони кучлари ва заряд ташувчилар диффузиясини аниқловчи кучлар, яримўтказгичнинг ихтиёрий кесимида бир-бирини мувозанатлайди демакдир. Заряд ташувчиларнинг диффузия жараёни тўхтатилгандан сўнг p-n ўтиш термодинамик мувозанат ҳолатида бўлади. Мувозанат ҳолатида p ва n соҳалар қалинлиги бўйича эркин электронлар ва ковакларнинг концентрациялари тақсимооти ва p-n ўтишнинг энергетик зоналар диаграммаси 2.3-расмда кўрсатилган. Бундан ташқари бу расмда p ва n соҳалар ажралиши чегарасида ҳосил бўлган φ_0 баландликка эга бўлган потенциал тўсиқ ҳам кўрсатилган. Потенциал тўсиқ катталигини батафсил қараб чиқамиз. Термодинамик мувозанат ҳолатида ихтиёрий система учун Ферми сатҳи доимий катталиқдир. Агарда p-n ўтиш термодинамик мувозанат ҳолатида бўлса, p ва n соҳаларда Ферми сатҳи бир хил баландликда бўлади (2.3-расм). n соҳадаги электронлар концентрацияси

$$n = N_c \exp\left(-\frac{E_c - E_{Fn}}{kT}\right) \quad (2.1)$$

га тенг.

Энергиянинг нол қийматини n соҳа ўтказувчанлик зонаси тубига мос келувчи энергия деб ҳисоблаймиз, яъни $E_c = 0$, у ҳолда

$$n = N_c \exp\left(\frac{E_{Fn}}{kT}\right) \quad (2.2)$$

Бу ердан n турдаги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгич температураси, ўтказувчанлик зонасидаги эркин электронлар концентрацияси ва ҳолатларнинг эффектив зичлиги каби катталикларни ўзаро боғловчи n -соҳадаги Ферми сатҳи энергияси учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$E_{Fn} = -kT \ln \frac{N_c}{n}$$

ёки

$$kT \ln \frac{n}{N_c} = E_{Fn} \quad (2.3)$$

p соҳада коваклар концентрацияси қуйидагича ифодаланиши мумкин:

$$p = N_v \exp\left(\frac{-E_g + E_{Fp}}{kT}\right) \quad (2.4)$$

Бу ердан p соҳадаги Ферми сатҳи энергияси учун ифодани оламиз:

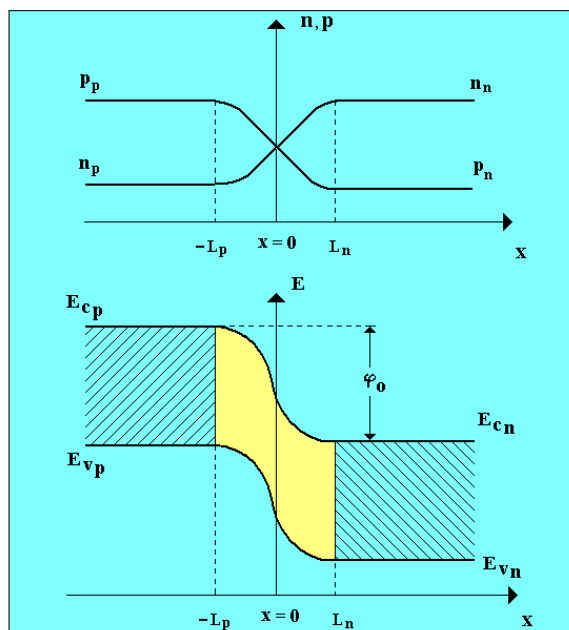
$$E_{Fp} = E_g - kT \ln \frac{N_v}{p} \quad (2.5)$$

Нолинчи энергия сифатида ўтказувчанлик зонаси туби олинганлигини эътиборга олиб, p ва n соҳалар ажралиш чегарасида ҳосил бўладиган потенциал тўсиқ баландлигини оламиз:

$$\phi_0 = -E_g + E_{Fp} + E_{Fn}$$

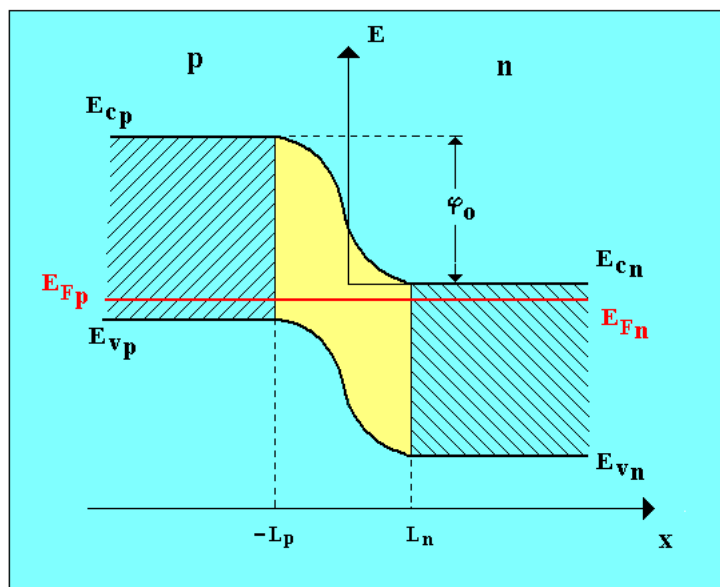
Сўнгра (2.2) ва (2.4) ифодалардан фойдаланиб ϕ_0 нинг қийматини оламиз:

$$\phi_0 = -kT \ln \frac{N_c N_v}{np} \quad (2.6)$$



2.3-расм. р-п ўтиш қалинлиги бўйича заряд ташувчилар концентрацияси тақсимооти ва потенциал тўсиқнинг пайдо бўлиши

Олинган (2.6) ифодадан кўринадики р-п ўтиш потенциал тўсиқ баландлиги (2.4-расмга қаранг) материал тури ҳамда р ва п соҳалардаги эркин заряд ташувчилар концентрациялари нисбати билан аниқланар экан.

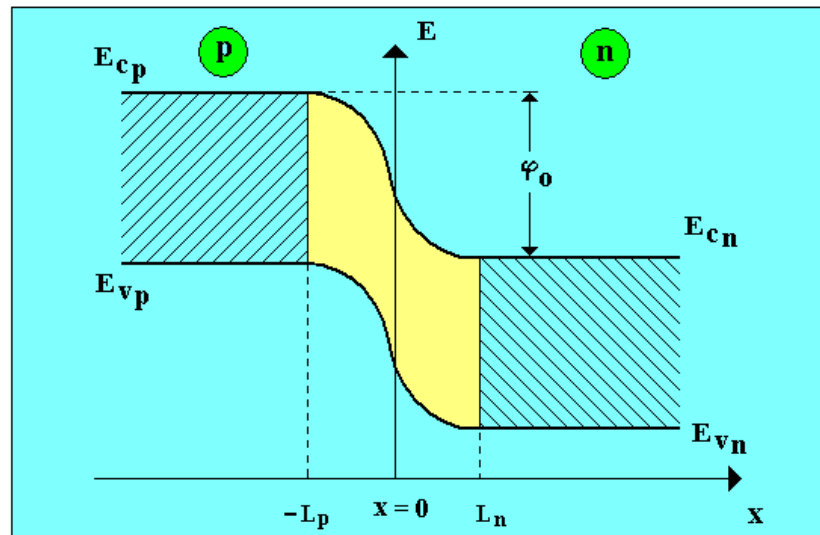


2.3.а-расм. Мувозанат ҳолатида р-п ўтишнинг энергетик диаграммаси

2.2. р-п ўтишда потенциал ва майдон тақсимооти

Электрон ва ковакли ўтказувчанликка эга бўлган икки яримўтказгич контактида ҳосил бўлган р-п ўтишни қараб чиқамиз. п соҳада донор аралашма концентрацияси- N_d , р соҳадаги акцептор аралашма

концентрацияси- N_a . бўлсин. Бунда n соҳадаги эркин электронлар концентрацияси n_n , p соҳадаги эркин коваклар концентрацияси p_p . Ўтиш етарлича юқори температурада мавжуд, демак, ҳар иккала соҳада аралашма тўла ионлашган ва $N_d = n_n$ ва $N_a = p_p$. деб ҳисоблаймиз. Бундай ўтишнинг энергетик зона диаграммаси 2.4-расмда келтирилган. Бу ерда E_{cp} ва E_{cn} - p ва n ўтиш соҳаларидаги ўтказувчанлик зонасининг туби; E_{vp} ва $E_{vn} - E_{cn}$ - p ва n ўтиш соҳаларидаги валент зоналарнинг энг юқори энергетик сатҳи.



2.4-расм. p - n ўтиш энергетик диаграммаси

Диффузион потенциал билан характерланадиган p ва n соҳалар орасидаги потенциал тўсиқ φ_0 p соҳада L_p қалинликдаги qN_a ҳажмий зарядни ва ўтишнинг n соҳасида L_n қалинликдаги qN_d ҳажмий зарядни ҳосил қилади. Бунда агарда p - n ўтишнинг иккала соҳасида ҳам электронлар ва коваклар концентрацияси бир хил бўлса, яъни $p_p = n_n$, у ҳолда $L_p = L_n$. n -соҳадаги ҳажмий заряд зичлиги (бирлик ҳажмга мос келувчи заряд) қуйидагича ифодаланиши мумкин:

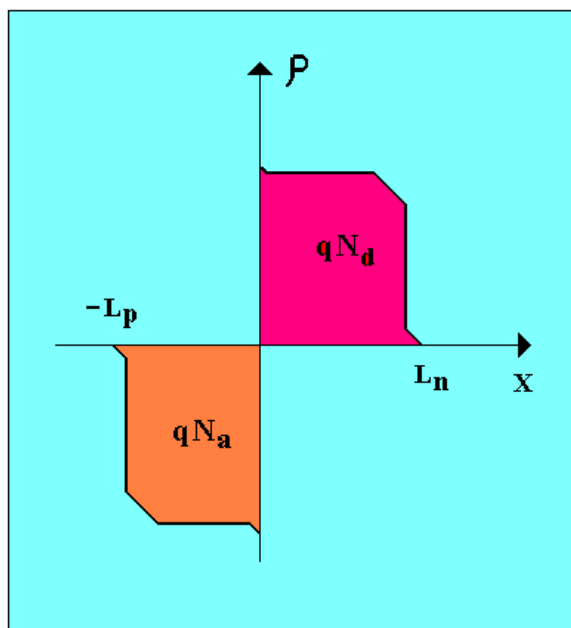
$$\rho = qN_d = qn_n \quad 0 < x < L_n \quad \text{да} \quad (2.7)$$

p соҳадаги ҳажмий заряд зичлиги

$$\rho = -q(N_a - N_d) = -qp_n \quad -L_p < x < 0 \quad \text{да} \quad (2.8)$$

га тенг бўлади.

Ўтишнинг ҳар иккала соҳаси учун потенциал ва ҳажмий заряд ўртасидаги боғланиш Пуассон тенгламаси ёрдамида аниқланади:



2.5-расм. p-n ўтишнинг p ва n соҳаларидаги ҳажмий заряд зичлиги

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qn_n}{\varepsilon_0}, \quad \text{агар} \quad 0 < x < L_n \quad (2.9)$$

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{qp_p}{\varepsilon_0}, \quad \text{агар} \quad -L_p < x < 0. \quad (2.10)$$

Бунда n соҳада $x=L_n$ бўлганда, яъни ҳажмий заряд қатлами чегарасида қуйидаги шарт бажарилади:

$$\varphi = 0 \quad \text{ва} \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad (2.11)$$

$x=-L_p$ бўлганда, яъни p соҳадаги ҳажмий заряд қатлами чегарасида қуйидаги шарт бажарилади:

$$\varphi = \varphi_0 \quad \text{ва} \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0 \quad (2.12)$$

Ҳар бир ўтиш соҳаси учун (2.9) ва (2.10) тенгламаларни ечиб қуйидагиларни оламиз:

$$\frac{d\phi}{dx} = \frac{qn_n}{\varepsilon_0}(L_n - x), \quad \text{агар} \quad 0 < x < L_n, \quad (2.13)$$

$$\frac{d\phi}{dx} = \frac{qp_p}{\varepsilon_0}(L_p + x), \quad \text{агар} \quad -L_p < x < 0 \quad (2.14)$$

Электр майдон кучланганлиги:

$$E = \frac{1}{q} \frac{d\phi}{dx}$$

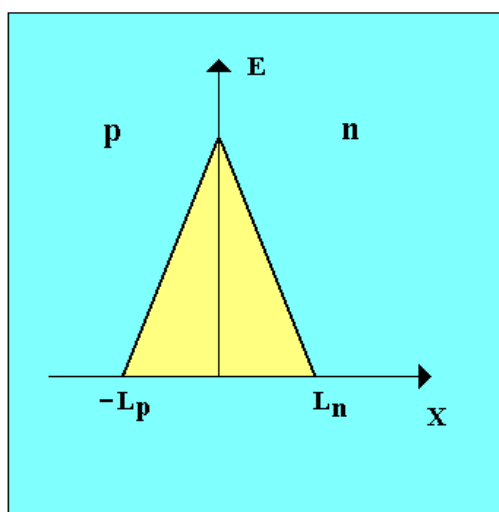
эканлигини эътиборга олиб, (2.13) ва (2.14) ифодалардан р-п ўтишнинг ҳар иккала соҳасида (2.6.-расм) ўтишнинг қалинлиги бўйича электр майдон кучланганлиги тақсимотини ифодаловчи муносабатни оламиз:

$$E = \frac{n_n}{\varepsilon_0}(L_n - x) \quad \text{ёки} \quad E = \frac{p_p}{\varepsilon_0}(L_p + x) \quad (2.15)$$

Сўнгра (2.13) ва (2.14) ифодаларни координаталар бўйича дифференциаллаб

$$\phi = \frac{qn_n}{2\varepsilon_0}(L_n - x)^2, \quad \text{агар} \quad 0 < x < L_n \quad (2.16)$$

$$\phi = \phi_0 - \frac{qp_p}{2\varepsilon_0}(L_p + x)^2, \quad \text{агар} \quad -L_p < x < 0. \quad (2.17)$$



2.6-расм. р-п ўтишда электр майдон тақсимооти

$x=0$ да, икки соҳанинг ажралиш чегарасида $\frac{\partial \varphi}{\partial x} = \frac{d\varphi}{dx}$ шарт бажарилади. Бу шартни эътиборга олиб қуйидаги муносабатларни оламиз:

$$\frac{qn_n}{\varepsilon_0} L_n = \frac{qp_p}{\varepsilon_0} L_p \quad (2.18)$$

ёки

$$n_n L_n = p_p L_p \quad \frac{n_n}{p_p} = \frac{L_p}{L_n} \quad (2.19)$$

$x = 0$ нуқтада (2.16) ва (2.17) ифодаларни тенглаштириб

$$\varphi_0 - \frac{qp_p}{2\varepsilon_0} L_p^2 = \frac{qn_n}{2\varepsilon_0} L_n^2 \quad (2.20)$$

ифодани оламиз ёки

$$\varphi_0 = \frac{q}{2\varepsilon_0} (n_n L_n^2 + p_p L_p^2) \quad (2.21)$$

Ўтиш ҳажмий заряди қатламининг тўла қалинлиги (2.4-расм) $L=L_n+L_p$ кўринишида ёзилади. (2.19) ифодани ҳисобга олиб қуйидагиларни ёзишимиз мумкин:

$$\frac{L}{L_n} = \frac{L_n + L_p}{L_n} = 1 + \frac{L_p}{L_n} = 1 + \frac{n_n}{p_p} = \frac{p_p + n_n}{p_p} \quad (2.22)$$

ва

$$\frac{L}{L_p} = \frac{L_n + L_p}{L_p} = \frac{L_n}{L_p} + 1 = \frac{p_p}{n_n} + 1 = \frac{p_p + n_n}{n_n} \quad (2.23)$$

Бу ердан

$$L_n = L \frac{p_p}{p_p + n_n} \quad \text{ва} \quad L_p = L \frac{n_n}{p_p + n_n} \quad (2.24)$$

ифодаларни оламиз.

(2.24) ни (2.21) га қўйиб, р-п ўтиш потенциал тўсиғи баландлиги учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$\varphi_0 = \frac{q}{2\varepsilon_0} \left[n_n \frac{p_p^2}{(p_p + n_n)^2} L^2 + p_p \frac{n_n^2}{(p_p + n_n)^2} L^2 \right] \quad (2.25)$$

ёки қуйидаги кўринишда:

$$\varphi_0 = \frac{qL^2}{2\varepsilon_0} \frac{1}{(n_n + p_p)^2} (n_n p_p^2 + p_p n_n^2) \quad (2.26)$$

(2.26) ифодани янада соддароқ кўринишга келтириш мумкин:

$$\varphi_0 = \frac{q}{2\varepsilon_0} \frac{n_n p_p}{n_n + p_p} L^2 \quad (2.27)$$

(2.27) ифодадан р-п ўтишнинг ҳажмий заряди қатламининг тўла қалинлигини топамиз:

$$L = \left(\frac{2\varepsilon_0}{q} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p} \varphi_0 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.28)$$

Келтирилган ифодадан кўринадик, р-п ўтишнинг ҳажмий заряд қатлами қалинлиги яримўтказгич материали, φ_0 катталиқ ва р ва п соҳалардаги ҳаракатчан заряд ташувчилар концентрациялари нисбатига боғлиқ бўлар экан. Агар р-п ўтишнинг бирор соҳасида заряд ташувчилар концентрацияси бошқасиникидан етарлича катта бўлса, у ҳолда ҳажмий заряд қалинлиги кам концентрацияли соҳага тарқалади.

$$L_n = \left(\frac{2\varepsilon_0}{q} \frac{1}{n_n} \varphi_0 \right)^{\frac{1}{2}} \quad p_p \gg n_n \text{ да} \quad (2.29)$$

$$L_p = \left(\frac{2\varepsilon_0}{q} \frac{1}{p_p} \varphi_0 \right)^{\frac{1}{2}} \quad n_n \gg p_p \text{ да} \quad (2.30)$$

2.3. p-n ўтишининг ВАХ. Тўғрилагич диодлар

Рекомбинация содир бўлмайдиган p-n ўтиш орқали ток ўтишини қараб чиқамиз. p ва n соҳалар қалинлиги катта эмас, p_p ва n_n асосий заряд ташувчилар концентрацияси n_i дан етарлича катта. Бу ҳолда p ва n соҳаларнинг омик қаршилиги етарлича кичик ва уни эътиборга олмаслик мумкин. Иссиқлик мувозанати ҳолатида p-n ўтишининг ҳар иккала томонида электронлар ва коваклар оқими бир хил. Ташқи майдон қўйилганда бу мувозанат бузилади. Агар p-n ўтиш қалинлиги L эркин югуриш йўли l дан кичик бўлса, у ҳолда p-n ўтишда заряд ташувчилар сочилиши кам ва уни эътиборга олмаслик мумкин. Бундай яқинлашишларда p-n ўтиш орқали ўтаётган ток потенциал тўсиқни енгиш учун етарли энергияга эга бўлган ташувчилар сони билан аниқланади. Тўғри йўналишдаги кучланиш қўйилганда p ва n соҳалар ўртасидаги потенциал тўсиқ баландлиги камаяди ва n соҳадан электронлар p соҳага ўтади, коваклар эса p соҳадан n соҳага ўтади. Мос соҳалардаги асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрацияси ортади. Ортиқча ташувчилар p-n ўтиш чуқурлиги бўйлаб сўрилади ва рекомбинацияга учрайди. Асосий бўлмаган ортиқча заряд ташувчилар ҳосил қиладиган заряд асосий ташувчилар оқими билан компенсацияланади. +ўйилган кучланиш қанчалик катта бўлса, шунча кўп асосий бўлмаган ташувчилар мос соҳаларга ўтади ва p-n ўтиш токи шунча катта бўлади. Диффузион ва дрейф тоқлар тушунчасидан фойдаланиб, n соҳадаги ковакларнинг тўла токи қуйидагича ёзилиши мумкин:

$$j_{p(n)} = e p_n \mu_p E - e D_p \frac{dn}{dx} \quad (2.31)$$

p соҳадаги ковакларнинг тўла токи (диффузион ва дрейф) эса

$$j_{p(p)} = e p_p \mu_p E - e D_p \frac{dp}{dx} \quad (2.32)$$

га тенг бўлади.

p соҳада, яъни коваклар концентрацияси катта бўлган соҳада ток асосан унинг дрейф ташкил этувчиси ҳисобига пайдо бўлади:

$$j_{p(p)} = e p_p \mu_p E .$$

n соҳада эса коваклар концентрацияси кам, лекин катта концентрация градиенти мавжуд, шу сабабли бу соҳада тўла ток асосан унинг диффузион ташкил этувчиси ҳисобига пайдо бўлади:

$$J_{P(P)} = eD_p \frac{dp}{dx}.$$

қаралаётган p-n ўтиш юпқа бўлганлиги сабабли, заряд ташувчилар ундан рекомбинацияга учрамай ўтади, шу сабабли p-n ўтишнинг ($x = L_n$, $x = L_p$ текислигида) иккала томонида коваклар ва электронлар токи ($j_{p(p)} = j_{n(n)}$).

$$j_{p(n)} = -eD_p \frac{dp}{dx} \quad (2.33)$$

p-n ўтиш орқали ўтаётган токни ҳисоблаш учун қуйидаги n соҳада мавжуд бўлган коваклар заряди узлуксизлиги тенгламасини қараб чиқамиз:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_0}{Z_p^2} \quad (2.34)$$

бу ерда $Z_p^2 = D_p \tau_p$ - n соҳадаги ковакларнинг диффузион узунлиги; D_p - ковакларнинг диффузия коэффиценти; τ_p - n соҳадаги ковакларнинг яшаш вақти; p—ковакларнинг n соҳа x текислигидаги концентрацияси; p_0 —n соҳадаги ковакларнинг мувозанатли концентрацияси. Таҳлил учун (2,34) ни қуйидаги

$$\frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{1}{Z_p^2} (p - p_0) = 0 \quad (2.35)$$

кўринишда ёзамиз.

(2.35) тенглама доимий коэффицентли иккинчи тартибли бир жинсли тенгламадир. Бу тенгламанинг умумий кўринишдаги ечими қуйидаги кўринишга эга:

$$p - p_0 = C_1 \exp \frac{x}{Z_p} + C_2 \exp \left(-\frac{x}{Z_p} \right) \quad (2.36)$$

p_0 -n соҳадаги ковакларнинг мувозанатли концентрацияси-бу n соҳадаги асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрациясига тенг, $p_0 = p_n$, у ҳолда (2.36) тенгламани қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$p = p_n + C_1 \exp \frac{x}{Z_p} + C_2 \exp \left(-\frac{x}{Z_p} \right) \quad (2.37)$$

C_1 ва C_2 доимийларни топиш учун p-n ўтишнинг турли соҳаларидаги концентрацияларни қараб чиқамиз. n соҳадаги коваклар концентрацияси $x=\infty$ да ковакларнинг бу соҳадаги p_n концентрациясига тенг, яъни $p(x)_{x=\infty} = p_n$, у ҳолда $C_1=0$ ва (2.37) тенглама қуйидаги кўринишда ёзилади:

$$p = p_n + C_2 \exp\left(-\frac{x}{Z_p}\right) \quad (2.38)$$

C_2 доимийкни p ва n соҳалар чегарасидаги $x=L_n$, текисликда p-n ўтишга қўйилган U кучланишга боғлиқлиги шартида фойдаланиб аниқлаш мумкин:

$$p(L_n) = p_n \exp \frac{qU}{kT} \quad (2.39)$$

(2.39) ифодадан кўринадики, $U=0$ шартда L_n текисликда коваклар концентрацияси мувозанат ҳолатидаги концентрацияга тенг, яъни $p(L_n) = p_0$ бўлиб, бу ҳолда (2.38) тенглама қуйидаги кўринишни олади:

$$p_n \exp \frac{qU}{kT} = p_n + C_2 \exp\left(-\frac{L_n}{Z_p}\right) \quad (2.40)$$

бу ердан C_2

$$C_2 = p_n \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{L_n}{Z_p} \quad (2.41)$$

(2.40) тенглама ва C_1, C_2 ларнинг топилган қийматларидан фойдаланиб n соҳа қалинлиги, яъни электрон ўтказувчанликка эга бўлган соҳа қалинлиги бўйича коваклар тақсимотини аниқловчи ифодани оламиз:

$$p(x) = p_n + p_n \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{L_n}{Z_p} \exp\left(-\frac{x}{Z_p}\right) \quad (2.42)$$

Шуни эслатиб ўтамизки, биз қуйидаги

$$j_p(L_n) = -qD_p \frac{dp(x)}{dx} \quad (2.43)$$

тенглама орқали аниқланувчи р-п ўтишнинг L_n текислиги орқали ўтувчи ковак токининг диффузион ташкил этувчисини қараб чиқамиз. (2.42) тенгламани x координата бўйича $x = L_n$ шарт бажарилган хол учун дифференциаллаб, диффузион токнинг ковакли ташкил этувчисини аниқловчи ифодани оламиз:

$$j_p(L_n) = \frac{q p_n D_p}{Z_p} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (2.44)$$

Мос равишда диффузион токнинг электрон ташкил этувчисини ҳисоблашимиз мумкин:

$$j_n(-L_p) = \frac{q n_p D_n}{Z_n} \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (2.45)$$

Диод орқали ўтувчи тўла ток, токнинг электрон ва ковакли ташкил этувчилари йиғиндисидан иборат: $j = j_n(-L_p) = j_p(L_n)$, шу сабабли

$$j = q \left(\frac{n_p D_n}{Z_n} + \frac{p_n D_p}{Z_p} \right) \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right). \quad (2.46)$$

2.8-расмда р ва п соҳаларнинг юпқа р-п ўтиш бўйича электронлар ва ковакларнинг концентрациялари тақсимои (а) ҳамда электрон-ковак токлари зичликлари (б) келтирилган.

Штрих орқали эса электр ташувчилар рекомбинациялашмай ўтадиган ҳажмий заряд соҳаси кўрсатилган.

(2.46) тенглама р-п ўтиш орқали ўтаётган ток зичлигининг унга қўйилган ташқи кучланишга боғлиқлигини ифодалайди.

$$j_s = \left(\frac{n_p D_n}{Z_n} + \frac{p_n D_p}{Z_p} \right) \quad (2.47)$$

катталиқка *тўйиниш токи зичлиги* ёки *тескари иссиқлик токи зичлиги* дейилади. Бу тушунчадан фойдаланиб (2.46) ифодани қуйидагича ёзамиз:

$$j = j_s \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (2.48)$$

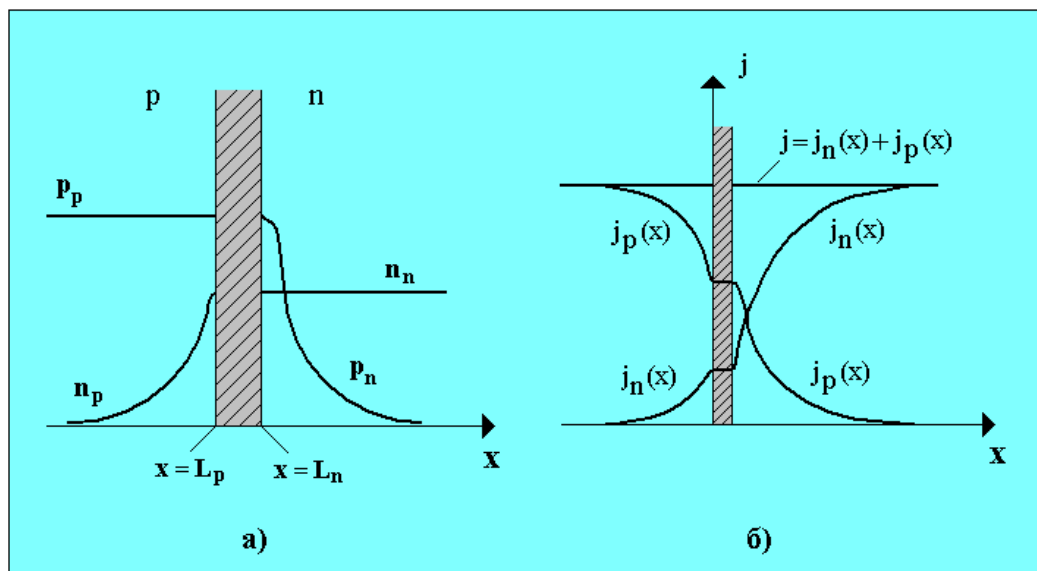
(2.48) тенгламани келтириб чиқаришда р-п ўтиш юзаси бирга тенг деб олинди. Агарда р-п ўтиш юзаси S га тенг бўлса, у ҳолда тўла ток $I = jS$ га

тенг бўлади, бу ерда I –ток кучи. Бу ҳолда диоднинг ВАХ учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$I = I_s \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \quad (2.49)$$

бу ерда I_s –тўйиниш токи.

(2.49) ифодадан кўринадик, қўйилган кучланишнинг мусбат қийматларида р-п ўтиш орқали ўтаётган ток етарлича катта ва кучланиш катталигига экспоненциал боғлиқ. Кучланишнинг мусбат қийматлари ўтиш орқали ўтаётган тўғри токка мос келади, манфий қийматлари эса тескари токка, яъни асосий бўлмаган заряд ташувчилар ҳосил қилаётган токка мос келади. 2.9-расмда (2.49) муносабатлар ёрдамида ҳисобланган юпқа, р-п ўтишнинг тўйиниш токи асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрацияси ошиши билан ортади. Шу сабабли, тўйиниш токини камайтириш учун ўтишнинг р ва п соҳаларидаги асосий заряд ташувчилар концентрациясини ошириш керак.



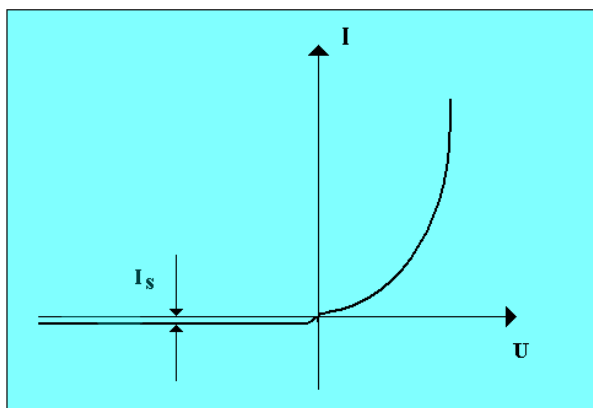
2.8-расм. Юпқа р-п ўтишда ҳаракатчан заряд ташувчилар концентрацияси (а) ва электрон-ковакли тоқлар зичликлари (б)

Бу ҳолда (2.27) ифодадан кўринадик, ўтишнинг р-п соҳалари орасидаги потенциал тўсиқ баландлиги ҳам ортади.

р-п ўтиш орқали оқиб ўтадиган ток иккита ташкил этувчидан ташкил топган. Улар токнинг электрон ва ковакли ташкил этувчиларидир ва уларнинг нисбати қуйидаги ифода билан аниқланади:

$$\frac{j_n}{j_p} = \frac{n_p D_n L_n}{p_n D_p L_p} = \frac{\mu_n n_n L_p}{\mu_p p_p L_n} = \frac{\sigma_n}{\sigma_p} \quad (2.50)$$

Агар n соҳадаги электронлар ҳаракатчанлиги уларнинг p соҳадаги ҳаракатчанлигига яқин, p соҳадаги коваклар ҳаракатчанлиги уларнинг n соҳадаги ҳаракатчанлигидан фарқ қилмаса ва электрон ҳамда ковакларнинг диффузион узунликлари кескин фарқ қилмаса, у ҳолда (2.50) муносабатга кўра электрон токининг ковак токига нисбати ўтказувчанликлар нисбатига тенг ва бу соҳалардаги асосий заряд ташувчиларни пораметрларига боғлиқ нисбат орқали аниқланади.

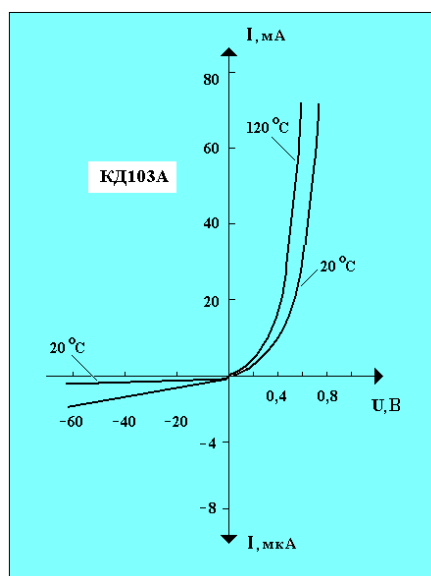


2.9-расм. Идеал p-n ўтиш ВАХ

Агарда n соҳада электронлар концентрацияси p соҳадаги коваклар концентрациясидан етарлича кўп бўлса, у ҳолда p-n ўтиш орқали ўтаётган ток асосан коваклар оқими ҳисобига бўлади.

Тўғрилагич диодлар.

Тўғрилагич диодлар ўзгарувчан токни ўзгармас тока айлантиришга хизмат қилади. Ҳозирги вақтда турли мамлакатлар саноати 1700 А ток ва 2000 В гача бўлган кучланишга мўлжалланган тўғрилагич диодларни ишлаб чиқармоқда.



2.10-расм. КД103А тўғрилагич диоднинг вольтампер характеристикаси

2.10-расмда КД103А турдаги тўғрилагичнинг 20⁰С дан 120⁰С гача температура оралиғида олинган вольтампер характеристикаси келтирилган. Келтирилган вольтампер характеристикалардан кўринадикки, температура ортиши билан диод орқали ўтаётган ток ортади.

Тўғрилагич диодларнинг дифференциал параметрлари. Яримўтказгичли диоднинг дифференциал параметрлари деб, диод орқали ўтадиган ток кичик ўзгаришларини уларни ҳосил қилувчи кичик сабабларга боғлиқлигининг аниқловчи катталикларга айтилади. Умумий ҳолда диод орқали ўтувчи ток-қўйилган кучланиш U ва диод температураси T -каби иккита ўзаро алоқадор бўлмаган ўзгарувчилар функцияси ҳисобланади. Бу боғланишни $I=f(U,T)$ кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$dI = \frac{\partial I}{\partial U} dU + \frac{\partial I}{\partial T} dT$$

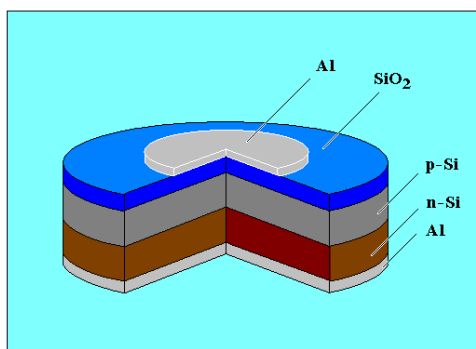
dU ва dT дифференциаллар олдида турган хусусий ҳосилаларни S_U ва S_T орқали ифодаalayмиз:

$$S_U = \frac{\Delta I}{\Delta U} \quad \text{ва} \quad S_T = \frac{\Delta I}{\Delta T}$$

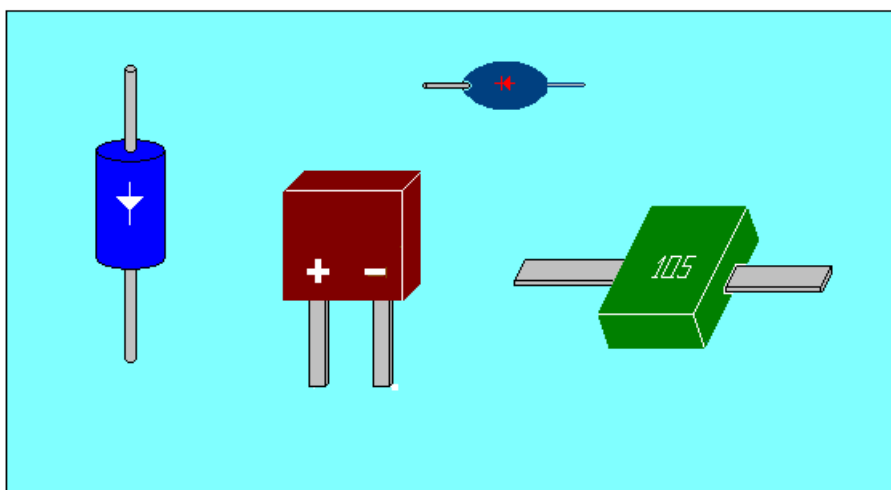
Танлаб олинган ишчи нуқта учун диод характеристикаларидан куйидагиларни оламиз:

Мисол тариқасида Россияда ишлаб чиқарилган баъзи тўғрилагич диодларнинг параметрлари 2-жадвалда келтирилган.

2.11-расмда тўғрилагич диоднинг энг содда тузилишларидан бири келтирилган. Бу ерда бошланғич яримўтказгичли таглик сифатида n -турдаги ўтказувчанликка эга бўлган кремний пластинкасида (n -Si) фойдаланилган бўлиб, бутун сирт бўйлаб (p -Si) p -турдаги қатлам ўстирилган. p ва n соҳалар контакти сифатида металл- алюминийдан фойдаланилди (Al). Ташқи таъсирдан ҳимоя қилиш мақсадида диод тузилмасининг бутун сирти (SiO_2) диэлектрик қатлам билан қопланган. 2.12-расмда бир неча кам қувватли тўғрилагич диодларнинг ташқи кўринишлари келтирилган.



2.11-расм. Тўғрилагич диоднинг энг содда тузилмаси



2.12-расм. Камқувватли тўғрилагич диодларнинг ташқи кўриниши

2.4. p-n ўтишнинг сиғим хусусиятлари. Варикаплар. Варакторлар

U_0 доимий ва кичик $U_1 \exp j\omega t$ кучланишлар қўйилган p-n ўтишни қараб чиқамиз. Аниқлик учун U_0 доимий кучланиш тўғри йўналиш бўйича қўйилган бўлиб, U_1 ўзгарувчан кучланиш амплитудаси kT/q дан кичик бўлсин. Агарда U_0 доимий кучланиш қиймати етарлича кичик бўлмаса, у ҳолда барча қўйилган кучланиш p-n ўтишга тушади. Юқоридаги шартлар бажарилганда ўтишга қўйилган тўла кучланишни қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$U = U_0 + U_1 \exp j\omega t, \text{ бу ерда } U_1 \ll \frac{kT}{q} \text{ ёки } \frac{qU_1}{kT} \ll 1. \quad (2.51)$$

Ўзгарувчан кучланиш частотаси етарлича катта эмас ва заряд ташувчиларнинг p-n ўтиш орқали ўтиш вақти $1/\omega$ дан етарлича кичик бўлсин. Бу ҳолда чегарада заряд ташувчилар кучланиш ўзгаришига боғлиқ равишда ўзгаради:

$$p(L_n) = p_n \exp \frac{qU}{kT}, \quad n(L_p) = \exp \frac{qU}{kT} \quad (2.52)$$

p-n ўтишнинг n-соҳаси чегарасида p-соҳадан ковакларнинг пуркалиши натижасида концентрация ўзгаришини қараб чиқамиз:

$$p(L_n) = p_n \exp \frac{q}{kT} [U_0 + U_1 \exp j\omega t] = p_n \exp \frac{qU_0}{kT} \exp \frac{qU_1 \exp j\omega t}{kT} \quad (2.53)$$

Ифодани соддалаштириш мақсадида қуйидаги

$$\exp a = 1 + a + \frac{a^2}{2} + \dots$$

маълум муносабатдан фойдаланамиз. Бу ҳолда (2.53) ифодадаги охирги кўпайтувчи қуйидагича ёзилиши мумкин:

$$\exp \frac{qU_1 \exp j\omega t}{kT} = 1 + \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \quad (2.54)$$

(2.53) ва (2.54) муносабатлардан фойдаланиб ҳам доимий, ҳам ўзгарувчан кучланиш қўйилган p-n ўтиш чегарасидаги заряд ташувчилар концентрациячи учун қуйидаги муносабатни ёзишимиз мумкин:

$$p(L_n) = p_n \exp \frac{qU_0}{kT} \left(1 + \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \right) \quad \text{ва} \quad (2.55)$$

$$n(-L_p) = n_p \exp \frac{qU_0}{kT} \left(1 + \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \right) \quad (2.55a)$$

Ихтиёрий вақт мобайнида бутун p-n ўтиш орқали ўтаётган заряд ташувчилар концентрацияси тақсимотини топиш учун электронлар ва коваклар учун узлуксизлик тенгламасини ечиш керак. Ковакларнинг диффузион токи учун бу тенглама қуйидаги кўринишга эга:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{p - p_n}{\tau} + D_p \frac{d^2 p}{dx^2} \quad (2.56)$$

(2.56) тенгламани ечиш учун уни қулай бўлган кўринишда ёзамиз:

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_n}{\tau} + \frac{\partial p}{\partial t} \quad (2.57)$$

p-n ўтишнинг ихтиёрий текислигида коваклар концентрациясини иккита ташкил этувчи йиғиндиси сифатида қарашимиз мумкин. Бу доимий кучланиш орқали аниқланадиган, вақтга боғлиқ бўлмаган концентрация ташкил этувчиси йиғиндиси сифатида қарашимиз мумкин. Бу доимий кучланиш орқали аниқланадиган, вақтга боғлиқ бўлмаган концентрация ташкил этувчиси p_0 ва ўзгарувчан кучланиш орқали аниқланувчи вақтга боғлиқ бўлган $p_1 \exp j\omega t$ ташкил этувчилардир:

$$p = p_0 + p_1 \exp j\omega t \quad (2.58)$$

(2.58) ифодани координата бўйича дифференциаллаб:

$$\frac{\partial p}{\partial x} = j\omega p_1 \exp j\omega t \quad (2.59)$$

ифодани оламиз. (2.58) ва (2.59) ифодаларни (2.57) га қўйиб

$$D_p \frac{d^2}{dx^2} (p_0 + p_1 \exp j\omega t) = \frac{p_0 + p_1 \exp j\omega t - p_n}{\tau} + p_1 j\omega \exp j\omega t \quad (2.60)$$

тенгламани оламиз. (2.60) тенглама p - n ўтишга ҳам ўзгармас, ҳам ўзгарувчан кучланиш қўйилган ҳолдаги n соҳага пуркалган коваклар концентрацияси тақсимотини билдиради. p - n ўтишга тўғри йўналишдаги доимий кучланиш қўйилган ҳолда p -соҳадаги коваклар концентрацияси тақсимоти p - n ўтишнинг вольтампер характеристикасини таҳлил қилишда қараб чиқилган ва (2.34) тенглама ечими орқали аниқланган эди. Концентрациянинг ўзгарувчан ташкил этувчиси, яъни вақтга боғлиқ концентрациялар учун, концентрациянинг узлуксизлиги тенгламасини ечиш орқали p - n ўтишга ўзгарувчан кучланиш қўйилган ҳолда, n соҳага пуркалган коваклар концентрацияси тақсимотини топишимиз мумкин:

$$D_p \frac{d^2}{dx^2} (p_1 \exp j\omega t) = \frac{p_1 \exp j\omega t}{\tau} + p_1 j\omega \exp j\omega t \quad (2.61)$$

Бу тенгламани қуйидаги кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$D_p \tau_p \frac{d^2 p_1}{dx^2} = p_1 + j\omega p_1 \tau \quad (2.62)$$

+уйидаги

$$Z_p^2 = D_p \tau, \quad \frac{d^2 p_1}{dx^2} = \frac{p_1 + j\omega p_1 \tau}{Z_p^2} \quad \text{ва} \quad Z_1^2 = \frac{Z_p^2}{1 + j\omega \tau} \quad (2.63)$$

белгилашларни киритиб, (2.62) тенгламани қуйидаги,

$$\frac{d^2 p_1}{dx^2} = \frac{p_1}{Z_1^2} \quad (2.64)$$

кўринишда ёзамиз.

(2.64) тенглама доимий коэффициентли иккинчи тартибли бир жинсли дифференциал тенгламадир. Бу тенглама ечимининг умумий кўриниши қуйидагича ёзилади:

$$p_1(x) = C_1 \exp\left(-\frac{x}{Z_1}\right) + C_2 \exp\left(\frac{x}{Z_1}\right) \quad (2.65)$$

p ва n соҳалар чегарасидан етарлича катта масофаларда пуркалган коваклар концентрациясини эътиборга олмаса ҳам бўладиган даражада кичик эканлиги, яъни $x \rightarrow \infty$ да $p_1(x)=0$ дан C_1 ва C_2 доимий коэффициентларни аниқлашда фойдаланамиз. $x \rightarrow \infty$ да $p_1(x)=0$ эканлигидан фойдаланиб, (2.65) ифодадан $C_2=0$ эканлигини оламиз. Электронеутрал соҳа чегарасида, яъни $x=L_n$ текисликда пуркалган коваклар концентрацияси (2.65) га мос равишда қуйидагича ёзилиши мумкин:

$$p_1(x) = C_1 \exp\left(-\frac{L_n}{Z_1}\right) \quad (2.66)$$

(2.66) ифодадан C_1 ни топамиз ва уни (2.65) га қўйиб

$$p_1(x) = p_1(L_n) \exp\left(\frac{L_n}{Z_1}\right) \exp\left(-\frac{x}{Z_1}\right) = p_1(L_n) \exp\left(-\frac{x-L_n}{Z_1}\right) \quad (2.67)$$

муносабатни оламиз. (2.67) ифодада $p_1(L_n)$ ўрнига (2.55) муносабатни қўйиб n соҳага ўзгарувчан кучланиш сабабли пуркалган коваклар концентрацияси тақсимотини ёзамиз:

$$p_1(x) = p_n \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \exp\left(-\frac{x-L_n}{Z_1}\right) \quad (2.68)$$

Пуркалган коваклар p - n ўтишнинг n соҳаси бўйлаб асосан диффузия туфайли тарқалишини ҳисобга олиб, $x=L_n$ текисликда диффузион ток зичлигини топамиз:

$$j_p(L_n) = -qD_p \frac{dp_1}{dx} \quad \text{ва} \quad (2.69)$$

$$j_p(L_n) = \frac{qp_n D_p}{Z_1} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{qU_1}{kT} \exp j\omega t \quad (2.70)$$

ёки куйидаги янада кулай кўринишда ёзамиз

$$j_p(L_n) = \frac{q p_n D_p}{Z_p} \exp \frac{q U_0}{kT} \cdot \frac{q U_1}{kT} \exp j\omega t (1 + j\omega\tau)^{\frac{1}{2}} \quad (2.71)$$

(2.71) ифодада қавс ичидаги ифодани $\omega\tau \ll 1$ шарт бажарилган ҳолда, яъни кичик частоталар ҳолида қаторга ёямиз:

$$(1 + j\omega\tau)^{\frac{1}{2}} \approx \left(1 + \frac{1}{2} j\omega\tau\right)$$

ва олинган ифодани (2.71) ифодага қўямиз:

$$j_p(L_n) = \frac{q p_n D_p}{Z_p} \exp \frac{q U_0}{kT} \cdot \frac{q U_1}{kT} \exp j\omega t \left(1 + \frac{1}{2} j\omega\tau\right) \quad (2.72)$$

(2.72) ифода ҳам доимий U_0 , ҳам ўзгарувчан $U_1 \exp j\omega t$ кучланиш қўйилган ўтиш орқали ўтаётган ўзгарувчан ковакли ток зичлигини характерлайди. Ўтиш орқали ўтаётган электронлар токи худди коваклар ҳолидаги каби аниқланади. Соддалик учун токнинг ковакли ташкил этувчиси унинг электрон ташкил этувчисидан етарлича катта, яъни $j_p \gg j_n$ деб ҳисоблаймиз. Шундан сўнг, дифференциал ўтказувчанлик, яъни ўзгарувчан сигналда ўтказувчанлик тушунчасидан фойдаланамиз. Таърифига кўра дифференциал ўтказувчанлик бу ўзгарувчан ток ўзгаришининг шу ўзгаришни юзага келтирувчи ўзгармас кучланишига нисбатидир:

$$Y = dj / dU \quad (2.73)$$

(2.72) ифодадан (2.73) ни ҳисобга олган ҳолда, р-п ўтишнинг дифференциал ўтказувчанлиги учун (бирлик юзага тўғри келувчи) ифодани оламиз:

$$Y_p(L_n) = \frac{q p_n D_p}{Z_p} \exp \frac{q U_0}{kT} \cdot \frac{q}{kT} \left(1 + \frac{1}{2} j\omega\tau\right) \quad (2.74)$$

(2.74) муносабатдан кўринадик, р-п ўтишнинг дифференциал ўтказувчанлиги ҳам актив, ҳам реактив ташкил этувчиларга эга экан. Бу ҳолда реактив ташкил этувчи куйидагига

$$B = \frac{qp_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{q}{2kT} \omega \tau \quad (2.75)$$

тенг бўлиб, сиғим характериға эға. Бу деган сўз, р-п ўтишнинг энг содда эквивалент схемаси параллел уланган R қаршилиқ ва C сиғимдан иборат схема кўринишида тасвирланиши мумкин:

$$R = \frac{1}{G} = \left(\frac{qp_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{q}{kT} \right)^{-1} \quad \text{ва} \quad (2.76)$$

$$C = \frac{B}{\omega} = \frac{qp_n D_p}{Z_p} \exp \frac{qU_0}{kT} \frac{q}{2kT} \tau \quad (2.77)$$

Демак, R қаршилиқ коваклари концентрацияси $p_n \exp(qU/kT)$ бўлган L_n яримўтказгич қатлами қалинлигининг қаршилиғи. C сиғимнинг пайдо бўлиши эса, ўтишнинг мос соҳаларида электрон ёки ковакларнинг тўпланиб қолишига боғлиқдир. Ҳақиқатан ҳам, ўтишга тўғри йўналишда кучланиш кўйилганда р ва п соҳалар ўртасидаги потенциал тўсиқ баландлиги пасаяди ва заряд ташувчилар мос концентрацияси тескари бўлган соҳага диффузияланади. Ажралиш чегараси яқинида жойлашган р соҳадаги коваклар п соҳага, п соҳа яқинида жойлашган электронлар эса р соҳага диффузияланади. Диффузияланган заряд ташувчилар қисман асосий заряд ташувчилар билан рекомбинациялашади, лекин уларнинг катта қисми рекомбинацияланишга улгурмай, тескари ишорали ҳажмий зарядни ҳосил қилади. р-п ўтишнинг сиғим хусусиятлари пайдо бўлишига сабаб, қарама-қарши ишорали зарядларнинг икки қатламининг ҳосил бўлишидир. Мос соҳаларда зарядларнинг ҳосил бўлиши диффузион жараёнлар натижасидир, шу сабабли, ўтиш сиғими унга тўғри кучланиш берилган ҳолда диффузион сиғим номини олган. (2.76) ва (2.77) ифодалардан кўринадики, р-п ўтишнинг диффузион сиғими катталиги асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг τ яшаш вақтига пропорционал: :

$$C = R^{-1} \frac{\tau}{2} \quad (2.78)$$

Рекомбинация кузатилмайдиган ҳолда, р-п ўтишнинг п соҳасига диффузияланадиган коваклар заряди ўтишга тўғри U кучланиш берилган ҳолда қуйидагича аниқланади:

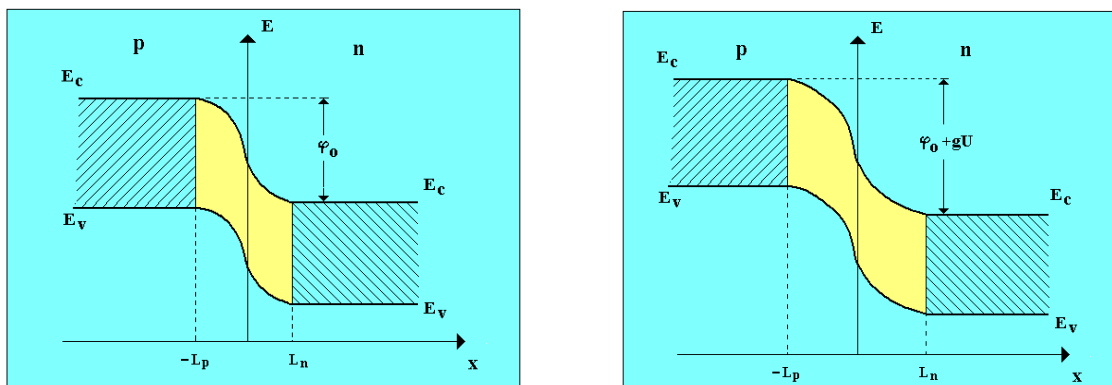
$$Q = q \int_0^{\infty} \Delta p dx = qp_n L_p \exp \frac{qU}{kT} \quad (2.79)$$

Ясси конденсатор сиғими учун $C=dQ/dU$ ифода бу ҳолда қуйидагига тенг:

$$\frac{dQ}{dU} = \frac{q^2 p_n L_p}{kT} \exp \frac{qU}{kT} \quad (2.80)$$

Ясси конденсатор сиғими учун олинган (2.80) ифодани (2.77) ифода билан солиштириб, (2.77) ифода (2.80) ифодадан иккинчи кўпайтувчига фарқ қилишини кўриш мумкин. Бу фарқ, диффузион сиғим ҳолида, электронлар ва коваклар диффузион зарядларининг фазода асосий заряд ташувчилар заряди билан ажратилмаганлиги ва ҳажмнинг ҳар бир нуктасида улар бир-бирини нейтраллашиши билан тушунтирилади.

р-п ўтишга тескари кучланиш берилганда, р ва п соҳалар орасидаги Φ потенциал тўсиқ баландлиги ва ҳажмий заряд қалинлиги кенгликлари йиғиндиси L ортади. Ҳақиқатан ҳам, тескари кучланиш берилганда электр майдон кучлари таъсирида р ва п соҳадаги эркин заряд ташувчилар ажралиш чегарасидан мос соҳалар ичкарасига сиқилади. Ҳаракатчан заряд ташувчиларнинг р ва п соҳалар ажралиш чегарасида сиқилиши ўз навбатида электр нейтраллик шартининг бузилишига ва қўзғалмас ҳажмий зарядларни ҳосил бўлишига олиб келади. п соҳадаги электронлар ва р соҳадаги коваклар концентрациялари сезиларли фарқ қилмаган ҳолда ҳажмий заряд ўзаро компенсациялашмаган ионлашган киришмалар ҳисобига пайдо бўлади. п соҳада бу мусбат зарядланган ионлашган донорлар, р соҳада эса манфий зарядланган ионлашган акцепторлардир.



2.13-расм. р-п ўтишнинг энергетик диаграммаси

2.13-расмда р-п ўтишнинг ташқи майдон бўлмаган ва U тескари кучланиш берилган ҳоллардаги энергетик зоналар диаграммалари келтирилган. Расмдан кўриниб турибдики, тескари кучланиш ортиши билан потенциал тўсиқ баландлиги ва ҳажмий заряд катлами кенглиги ортади. р ва п соҳалардаги ҳажмий заряд катталигини п ва р соҳаларнинг L_n ва L_p қатламлари кенглиги ва п электронлар ҳамда р коваклар концентрациялари орқали ифодалаш мумкин. Ҳақиқатан ҳам

$$Q_n = qnL_n \quad Q_p = -qpL_p \quad (2.81)$$

(2.28) ифодадан фойдаланиб, қатламлар қалинликлари L_n ва L_p ларни ўтишнинг тўла қалинлиги L орқали ифодалаш мумкин

$$L_n = L \frac{p}{n+p}, \quad L_p = L \frac{n}{n+p} \quad (2.82)$$

(2.81) ва (2.82) муносабатлардан фойдаланиб ўтишнинг ҳар бир соҳасидаги ҳажмий зарядлар катталигини аниқлаймиз:

$$Q_n = qL \frac{np}{n+p}, \quad Q_p = qL \frac{np}{n+p} \quad (2.83)$$

Кучланишнинг ўзгариши, L ҳажмий заряд қатлами қалинлигининг ўзгаришига олиб келишини эътиборга олиб, dQ заряд ўзгариши катталигини қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$dQ = q \frac{np}{n+p} dL \quad (2.84)$$

(2.27) муносабатга кўра, ўтишдаги потенциал тушиши қуйидагича ёзилади:

$$U = \frac{q}{2\epsilon_0} \frac{np}{n+p} L^2 \quad (2.85)$$

бу ерда : ϵ -яримўтказгичнинг диэлектрик сингдирувчанлиги,

ϵ_0 -электр доимийси ва $qU \gg \Phi_0$, яъни тескари кучланиш етарлича катта деб ҳисобланади.

p-n ўтишдаги кучланиш ўзгаришини, (2.85) ифодани ўтиш қалинлиги L бўйича дифференциаллаб топамиз:

$$dU = \frac{q}{\epsilon_0} \frac{np}{n+p} L dL \quad (2.86)$$

Шундан сўнг, (2.84) ва (2.86) ифодалардан фойдаланиб ясси конденсатор сигими учун қуйидаги муносабатни оламиз:

$$C = \frac{dQ}{dU} = \frac{\varepsilon_0}{L} \quad (2.87)$$

(2.87) ифодадан кўринадик, p-n ўтишга тескари кучланиш берилганда, унда сиғим хусусиятлари пайдо бўлади, яъни у ўзини диэлектрик қатлами L бўлган ясси конденсатор сифатида тутати. Ҳажмий заряд қатлами қалинлиги L, U қўйилган кучланишга боғлиқ эканлигини ҳисобга олсак ((2.28) га қаранг),

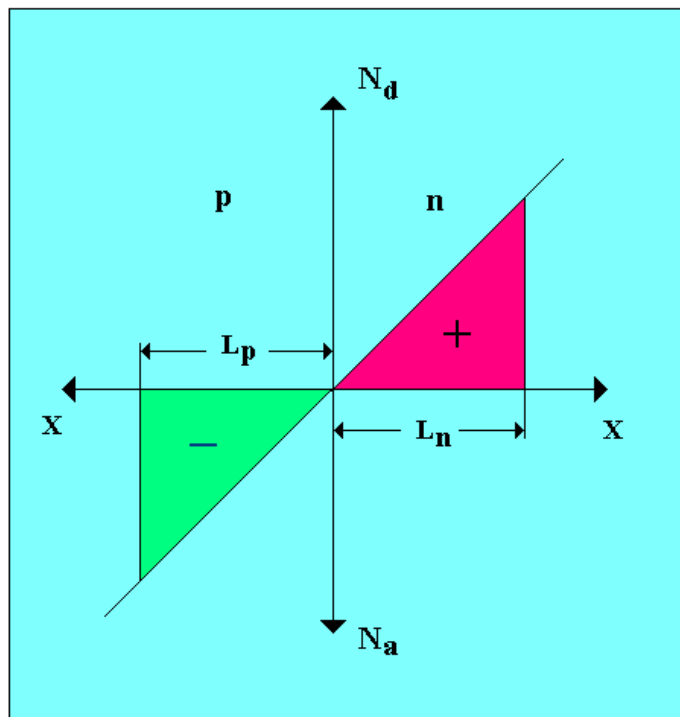
$$L = \left(\frac{2\varepsilon_0}{q} \frac{n_n + p_p}{n_n p_p} (\varphi_0 + U) \right)^{\frac{1}{2}}. \quad (2.88)$$

У ҳолда p-n ўтиш сиғими учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$C = \varepsilon_0 S \sqrt{\frac{np}{n + p}} \frac{2q}{\varphi_0 + U}, \quad (2.89)$$

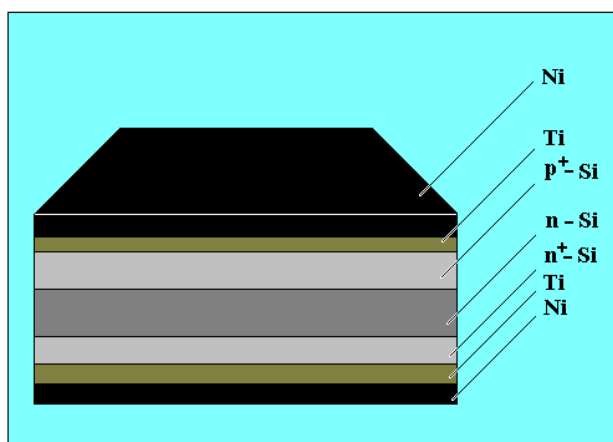
бу ерда S—ўтиш юзаси. p-n ўтиш сиғими, унга тескари кучланиш берилганда p ва n соҳалар ўртасидаги потенциал тўсиқ баландлигининг ортиши билан пайдо бўлади, шу сабабли бу сиғим-тўсиқ сиғими номини олди. Шунинг таъкидлаш лозимки, кескин p-n ўтиш сиғими, унга тескари силжиш кучланиши берилган ҳолда, берилган кучланишнинг 1/2 даражасига тескари пропорционал ((2.89) ифодага қаранг) болиб, киришмалар концентрациялари катталиклари билан аниқланади. Узлуксиз ўтишда, яъни $x=0$ текисликнинг (2.14-расмга қаранг) ҳар иккала тарафида донор ва акцепторларнинг концентрациялари чизиқли қонуният бўйича ўзгарганда, сиғим ўтишда кучланишнинг куб илдизига тескари пропорционал бўлиб, ҳажмий заряд соҳаси чегарасида киришмалар концентрациялари градиенти катталиги орқали аниқланади. Тўсиқ сиғимнинг ўзига хос хусусияти шундан иборатки—бу унинг қўйилган кучланиш катталигига боғлиқлигидир. p-n ўтиш сиғимининг қўйилган тескари кучланиш катталигига боғлиқлигидан конденсаторлар-варикаплар тайёрлашда кенг фойдаланилади. Варикаплар-тўсиқ сиғимининг p-n ўтишнинг тескари силжиши билан ўз қийматини қўйилган кучланишга боғлиқ ҳолда ўзгартиришига асосланган яримўтказгичли асбоблардир (қурилмалар). Варикап сўзининг ўзи инглиз тилидаги икки-Variable, сараситенс-ўзгарувчан сиғим-сўзларининг қисқартирилишидан орқали келиб чиққан. Одатда, варикаплар p^+-n-n^+ турдаги тузилма асосида, яъни кучли легирланган p-турдаги ўтказувчанлик қатлами, кучсиз легирланган n-турдаги ўтказувчанликдан фойдаланиб тайёрланади. Бундай тузилмаларда тешиш кучланиши ва доимий токка қаршилик n-турдаги қатлам билан аниқланади. Омик, яъни тўғриламайдиган

контакт сифатида Ti ва Ni дан тайёрланган металл катламлардан фойдаланилади.



2.14-расм. p-n ўтишда киришмалар концентрацияларининг чизиқли тақсимооти

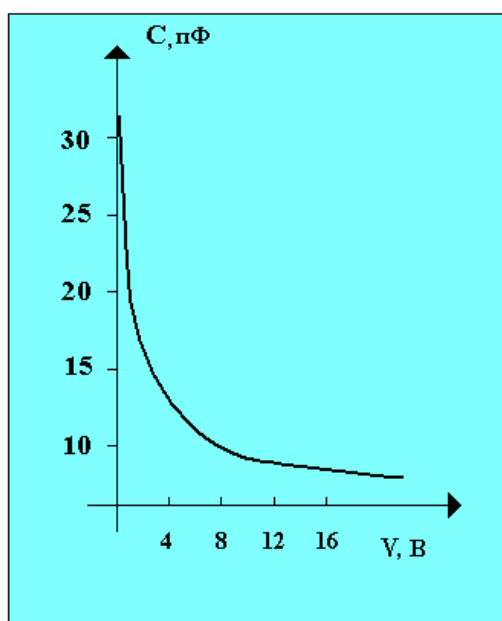
2.15-расмда юқорида ёзилган технология бўйича тайёрланган варикапнинг мумкин бўлган тузилишларидан бири келтирилган.



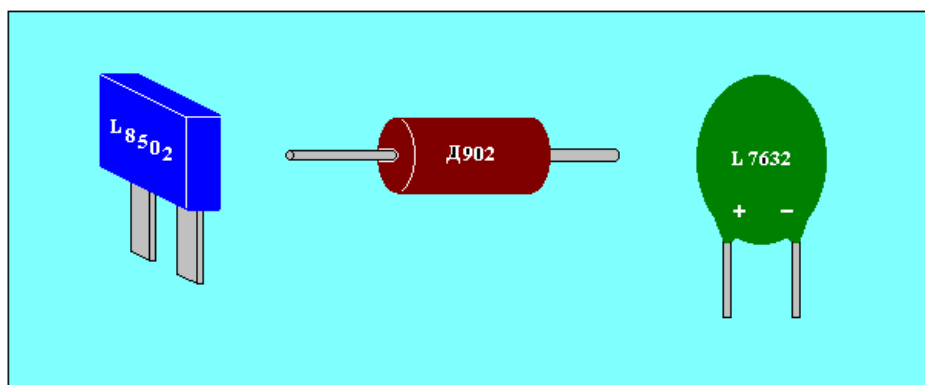
2.15-расм. Варикапнинг энг содда тузилиши

2.16-расмда Д901А турдаги саноат варикапларидан бирининг вольтфарада характеристикаси келтирилган. Варикапларнинг асосий параметрлари $C_{\text{макс}}$ -энг кичик силжиш кучланишидаги варикап сиғими-максимал сиғим; $C_{\text{мин}}$ -энг катта силжиш кучланишидаги варикап сиғими-минимал сиғим; Q -варикапнинг асллиги, яъни силжиш кучланишининг ўртача қийматида реактив қаршилиқнинг варикап тўла қаршилигига нисбати; $U_{\text{макс}}$ -варикапга қўйиладиган кучланишнинг максимал қиймати-қўйилиши мумкин бўлган кучланишнинг максимал қиймати; CTK -сиғимнинг температура коэффиценти-температура 1°C га ўзгарганда силжиш кучланишининг аниқ белгиланган қийматидаги варикап сиғимининг нисбий ўзгариши ҳисобланади.

2.17-расмда турли мамлакатлар саноатида ишлаб чиқарилган баъзи варикапларнинг ташқи кўринишлари келтирилган.



2.16-расм. Д901А туридаги варикапнинг вольтфарада характеристикаси (тавсифи)



2.17-расм. Баъзи саноат варикапларининг ташқи кўринишлари

Варакторлар. p-n ўтиш сигимининг қўйилган силжиш кучланишига нозикли боғланишидан диодларнинг яна бир тури-варакторлар деб аталувчи диодларда кенг фойдаланилади. Бу асбобларнинг асосий иш принципини қараб чиқамиз. p-n ўтишнинг вольтфарада тавсифини қараб чиқишда легирланган киришмалар концентрациялари тақсимооти ўтиш қалинлигига боғлиқ эмас, яъни $N(x)=const$ деб ҳисоблаган эдик. Бу ҳолда потенциал сигимнинг қўйилган кучланишга боғлиқлиги квадратик функция орқали ёзилади ((2.89) ифодага қаранг). Бу боғланишларни батафсилроқ қараб чиқамиз. Ҳажмий заряд соҳасининг бутун қатлами бўйича киришмалар концентрациялари тақсимооти $N(x)=N_0x^n$ кўринишда бўлган p-n ўтиш мавжуд бўлсин. Бу ҳол учун бир ўлчовли Пуассон тенгламаси қуйидагича ёзилади:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{qN(x)}{\epsilon_0} \quad (2.90)$$

у ҳолда $n=0$ -киришмаларнинг бир жинсли тақсимооти ва кескин ўтишга мос келади, $n=1$ эса концентрациянинг чизикли ортиши ва узлуксиз ўтишга мос келади. $n<0$ ҳолида киришмалар концентрациялари градиенти жуда катта ва бу жуда ҳам кескин ўтишга мос келади. Киришмалар концентрациясининг бундай кесими ион легирлаш ёки эпитаксиал ўстириш жараёнларидан фойдаланиб олинади. (2.90) тенгламанинг ечими, бундай ўта кескин ўтиш учун тўсиқ сигими учун қуйидаги ифодани олиш имконини беради:

$$C = \frac{dQ}{dU} = \left[\frac{qN_0(\epsilon_0)^{n+1}}{(n+2)U} \right]^{\frac{1}{n+2}} \kappa A(U)^{-s}, \quad (2.91)$$

бу ерда A -доимий катталик, $s=1/n+2$. Кескин p-n ўтиш юқорисидан ўзгарувчан кучланиш берилганда, у орқали ўзгарувчан ток оқиб ўтади. p-n ўтишнинг тўсиқ сигими орқали ўтган токнинг оний қиймати қуйидаги

$$i(t) = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dU} \frac{dU}{dt} = C(t) \frac{dU}{dt} \quad (2.92)$$

ифода орқали аниқланади, бу ерда $C(t)$ –берилган вақт моментида қўйилган $U(t)$ кучланишга мос келувчи тўсиқ сигимининг қиймати. Бунда қўйилган кучланиш тўла p-n ўтишга тушади деб ҳисоблаймиз, яъни диод базаси ва омик контактларнинг кетма-кет уланиши натижасида ҳосил бўладиган қаршилиқлар таъсирини ҳисобга олмаслик мумкин. Диодга бир вақтнинг ўзида U доимий ва $U(t)$ ўзгарувчан кучланиш берилган бўлсин. У ҳолда тўсиқ сигимининг оний қиймати қуйидаги ифодадан аниқланади:

$$C(t) = C_{=} + \frac{dC}{dU} U_{\approx} + \frac{1}{2} \frac{d^2C}{dU^2} U_{\approx}^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3C}{dU^3} U_{\approx}^3 + \dots \quad (2.93)$$

Тўсиқ сиғим орқали оқиб ўтаётган ток учун ёзилган ифода (2.92), (2.93) муносабатни эътиборга олган ҳолда қуйидаги кўринишни олади:

$$i(t) = \left(C_{=} + \frac{dC}{dU} U_{\approx} + \frac{1}{2} \frac{d^2C}{dU^2} U_{\approx}^2 + \frac{1}{6} \frac{d^3C}{dU^3} U_{\approx}^3 + \dots \right) \frac{dU_{\approx}}{dt} \quad (2.94)$$

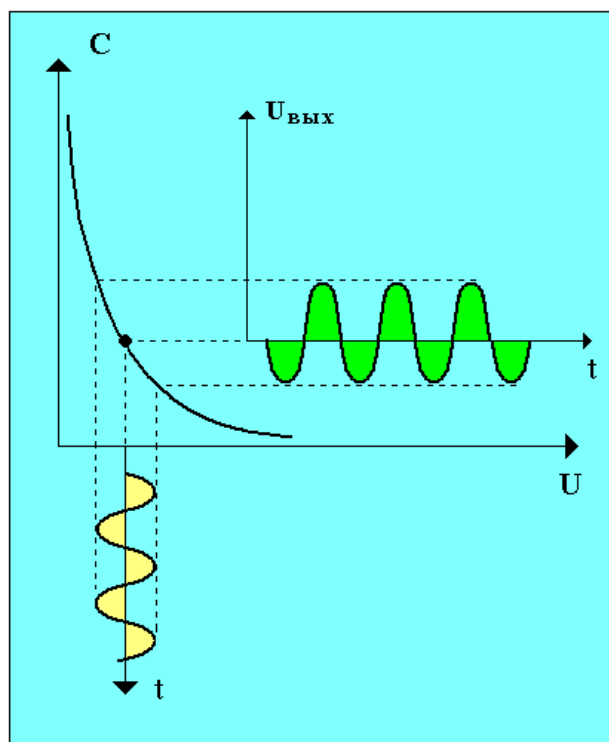
$U_{\approx}$ ўзгарувчан кучланиш гармоник кучланиш

$$U_{\approx}(t) = U_1 \sin \omega_1 t \quad (2.95)$$

бўлган ҳолни қараб чиқайлик. Бу ҳолда ўзгарувчан кучланиш амплитудаси p -н ўтишга қўйилган доимий кучланишдан етарлича кичик, яъни $U_1 \ll U_{=}$ бўлсин. (2.95) ифодани (2.94) га қўйиб ва қатор дастлабки 3 та ҳади билан чегараланиб, тўсиқ сиғим орқали ўтаётган ток катталиги учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$\begin{aligned} i(t) = & \omega_1 t C_{=} U_1 \cos \omega_1 t + \frac{1}{2} \frac{dC}{dU} \omega_1 U_1^2 \cos 2\omega_1 t + \\ & + \frac{1}{8} \frac{d^2C}{dU^2} \omega_1 U_1^3 (\cos \omega_1 t - \cos 3\omega_1 t) + \dots \end{aligned} \quad (2.96)$$

(2.96) ифодадан потенциал сиғимнинг чизиқли бўлмаганлиги сабабли, синусоидал кучланиш таъсирида p -н ўтишда сиғим токининг юқори гармоникалари пайдо бўлиши мумкинлиги келиб чиқади. 2.18-расмда етарлича катта амплитудага эга бўлган ўзгарувчан кучланиш p -н ўтишнинг чизиқли бўлмаган потенциал сиғимга таъсири келтирилган. Расмдан кўринадики, ўтишнинг вольт-фарада тавсифи (характеристикаси) чизиқли бўлмаганлиги сабабли, чиқиш кучланиши $U_{\text{чик}}$ кириш кучланиши $U_{\text{кир}}$ дан фарқ қилади ва синусоидал бўлмайди.



2.18-расм. Варакторнинг ишлаш принципи

Варакторнинг характеристик (тавсифий) параметрларидан бири унинг сезгирлигидир:

$$S = -\frac{dC}{C} \frac{U}{dU} = \frac{1}{n+2} \quad (2.97)$$

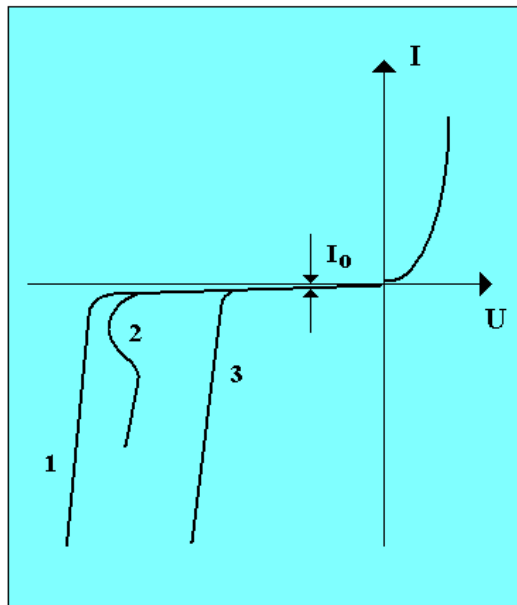
(2.97) ифодадан кўринадики, S катталики қанча катта бўлса, қўйилган U кучланиш таъсиридаги C сиғимнинг ўзгариши шунча катта бўлар экан. Легирланган киришмалар тақсимооти бир жинсли бўлган ўтишлар учун $n=0$ ва $S=1/2$. Киришмалар тақсимооти чизикли бўлган ўтишлар учун $n=1$ ва $S=1/3$. Ўта кескин ўтишлар учун $n=-1$ ва $S=1$, $n=-3/2$ ва $S=2$. Булардан кўриниб турибдики, ўта кескин ўтишлар кучланиш ўзгарганда сиғимнинг ўзгаришига нисбатан катта сезгирликка эга бўлар экан. Ўзининг тузилишига кўра варакторлар вариакп тузилишидан кам фарқ қилади (2.15-расмга қаранг). Юқори омли n қатлам, кам омли p^+ ва n^+ қатламлари орасига жойлашган бўлади. Кучланиш қўйилганда вольтфарада характеристикасининг (тавсифининг) бошланғич қисмида варактор сиғими кескин камаяди, чунки ман қилинган қатлам юқори омли n соҳада жойлашган. +ўйилган кучланиш қиймати ортиши билан ҳажмий заряд соҳаси кенгаяди. Ҳажмий заряд кучли легирланган n^+ соҳага етиши билан, кучланиш ортиши билан сиғимнинг ўзгариши деярли тўхтабди. Бу ҳолда, вольт-фарада характеристикасининг (тавсифи) шу соҳаларидан фойдаланилади. Мисол тариқасида америка саноатида ишлаб чиқарилган (L8505) типидagi варактор катталикларини келтирамиз. Бу варактор 90 Гц гача бўлган частоталарда ишлайди, бунда

чиқиш қуввати 10 Вт гача етади. Иккинчи гармоника бўйича бу варакторнинг фойдали иш коэффициенти 60% га тенг. Варакторнинг тешилиш кучланиши 180 В атрфида.

2.5. Стабилитронлар. р–п ўтишнинг тешилиши

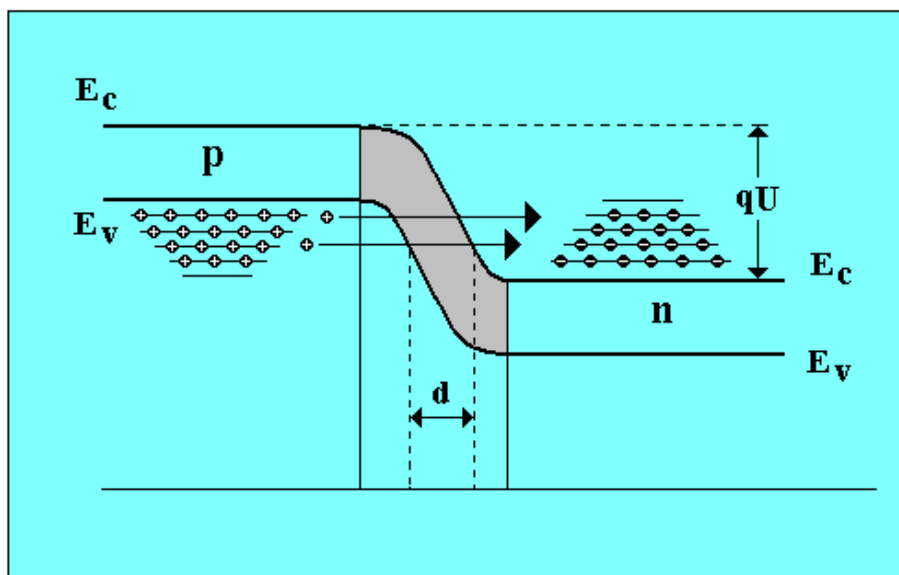
Вольтампер характеристикасида (тавсифида) кучланишнинг ўтаётган ток катталигига кучсиз боғланган қисми мавжуд бўлган яримўтказгичли диодларга стабилитронлар дейилади (2.19-расм). Характеристиканинг бундай қисмлари мавжуд бўлганда, диодга қўйилган кучланиш диод орқали ўтаётган токнинг етарлича катта ўзгаришларида ҳам доимий сақланади. Одатда $U(I)$ боғланиш кучсиз бўлган соҳалар, диодга етарлича катта тескари кучланиш қўйилган соҳаларда кузатилади. Бундай қисмларнинг пайдо бўлишига сабаб, р-п ўтишдаги тешилишнинг учта асосий механизми мавжуд. Булар кўчкисимон, иссиқлик ва туннел тешилишларидир. 2.19-расмда вольтампер характеристика (тавсиф) нинг тескари шохда тешилишнинг мос қисмлари келтирилган. 1-қисм кўчки, 2-қисм иссиқлик ва 3-қисм туннел тешилишга мос келади. I_0 -кичик тескари кучланиш қийматларида диоднинг тескари токи. Бу механизмларга батафсилроқ тўхталамиз.

Кўчкисимон механизм. Диодга қўйилган тескари кучланиш ортиши билан р-п ўтиш соҳасидаги электр майдон кучланганлиги ортади ва бу ҳолда яримўтказгичда мавжуд бўлган заряд ташувчилар электр майдони таъсирида кўшимча энергия олади. Агарда р-п ўтишнинг ҳажмий заряд соҳаси кенглиги d эркин югуриш йўли l дан етарлича катта бўлса ($d \gg l$), у ҳолда, заряд ташувчилар кетма-кет тўқнашиш орасидаги эркин югуриш вақтида кристалл панжара атомларини ионлаштириш ва боғланишларни узишга етарли кинетик энергияга эга бўлади. Бундай ионлашишда янгидан пайдо бўлган (электрон ва ковак) жуфт заряд ташувчилар, кучли электр майдонида тезлашиб кейинги ионлашишда ўзлари қатнашади. Бу эса эркин заряд ташувчилар сонининг кескин ортишига ва мос равишда р-п ўтиш орқали ўтаётган токнинг ортишига олиб келади. Заряд ташувчиларнинг кўчкисимон ортиши туфайли р-п ўтиш тескари токининг кескин ортиши р-п ўтишнинг кўчки тешилиши номини олди. р-п ўтишнинг кўчкисимон тешилиши ходисасидан кучланишни барқарорлаштиришга мўлжалланган яримўтказгичли қурилмалар стабилитронлар тайёрлашда кенг фойдаланилади.



2.19-расм. Мос тешилиш соҳалари кўрсатилган диоднинг вольтампер характеристикаси (тавсифи)

Туннел тешилиш. Агарда ҳажмий заряд соҳаси кенглиги эркин югуриш йўлидан етарлича кичик бўлса ($d \ll l$), у ҳолда эркин югуриш вақтида заряд ташувчилар ионлаштириш учун зарур бўлган қўшимча энергияни олиб улгурмайди. Бундай ўтишларда туннел тешилиши юзага келади. Бу самара агарда потенциал тўсиқнинг ҳар иккала томонида рухсат этилган энергетик зоналар мавжуд бўлган ҳолда кинетик энергияга эга бўлган заррачалар тўсиқни енгиб ўта олиши билан тавсифланади. Квант механикасидан маълумки, потенциал тўсиқ кенглиги қанчалик кичик бўлса, заррачанинг тўсиқ орқали туннел сизиб ўтиши эҳтимоли шунчалик катта бўлади. р-п ўтиш физикаси нуқтаи назаридан, бу кичик кенгликка эга бўлган кучли легирланган яримўтказгичларда туннел тешилиш кузатилишини билдиради. Тешилишнинг туннел механизмида токнинг оқиб ўтиши 2.20-расмда кўрсатилган. Агарда тескари кучланиш қиймати шундай бўлсаки, п соҳа ўтказувчанлик зонаси туби р соҳанинг валент зонаси юқори қисмидан пастга тушса, у ҳолда р соҳанинг валент зонасидан электронлар, $(E_c - E_v)$ яримўтказгичнинг тақиқланган зонали п соҳанинг ўтказувчанлик зонасида локаллашган эркин энергетик сатҳларга сизиб ўтади. Si ёки Ge асосида тайёрланган диодларда одатда тешилиш кучланишининг $4E_g/q$ дан кичик қийматларида туннел тешилиши кузатилади. Агарда, бундай диодларда тешилиш, тешилиш кучланишининг $6E_g/q$ қийматидан катта қийматларда бошланса, у ҳолда бундай диодлардаги тешилиш механизми асосан ҳар иккала ишорали зарядларнинг кўчки кўпайиши туфайли содир бўлади,



2.20-расм. Туннел тешилиши чоғида ток ўтиш механизми

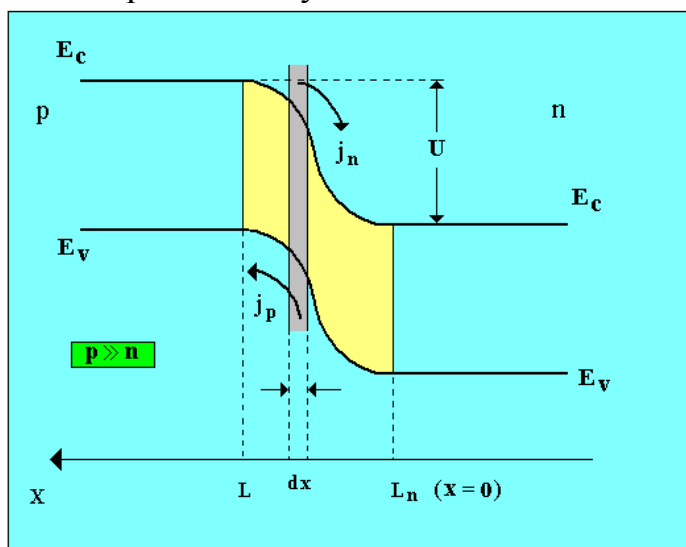
Иссиқлик тешилиши. Иссиқлик тешилиш механизми шундан иборатки, бунда р-п ўтиш орқали ток оқиб ўтаётганда маълум бир иссиқлик миқдори ажралади. Бу иссиқлик миқдори р-п ўтишдан чиқаётган иссиқлик миқдоридан катта бўлса, ўтиш температураси орта бошлайди. Температуранинг ортиши иссиқлик генерацияси тезлигининг ортишига ва рухсат этилган зоналарда заряд ташувчилар концентрациясининг ортишига ва бунинг натижасида тескари токнинг ортишига, шу туфайли янада кўпроқ иссиқлик ажарлиб заряд ташувчилар концентрациясининг ўсишига олиб келади. Бу жараён иссиқлик тешилишига олиб келади. р-п ўтиш харорати ва тескари ток катталиги ўртасидаги алоқадорлик сабабли, иссиқлик тешилиши шароитида диоднинг вольтампер характеристикаси манфий дифференциал қаршилиқ қисмига эга бўлади (2.19-расмдаги 2-қисм).

Бу қисмда ток ортиши билан потенциал тушуви камаяди. Шунини таъкидлаш лозимки, р-п ўтишларда тескари тоқлар етарлича кичик ва одатда ўз-ўзидан иссиқлик тешилиши содир бўлмайди. +оидага мувофиқ тешилиш кўчки ёки туннел тешилиши натижасидир. Кўчки ва туннел тешилишдан фарқли ўлароқ иссиқлик тешилиши яримўтказгич тузилишида қайтмас ўзгаришларга олиб келади ва р-п ўтиш бузилиши мумкин. Яримўтказгич материали ва тешилиш кучланиши орасидаги аналитик боғланишни қараб чиқамиз. Бунинг учун тешилишга мос келувчи тескари кучланиш қўйилган р-п ўтишнинг энергетик зоналар диаграммасини қараб чиқамиз (2.21-расм). Бу ерда x соҳа ҳажмий заряди чегарасидан бошлаб ҳисобланади. $p_p \gg p_n$ шарт бажарилганда, ҳажмий заряд фақат n соҳада тарқалади ва иссиқлик генерацияси фақат шу соҳада содир бўлади, яъни $x = 0$ бўлганда n соҳа чегарасидаги коваклар токи, n соҳага электронейтрал соҳа тарафдан кириб келаётган коваклар тўйиниш токи j_s га тенг бўлади, $j_p(0) = j_s$. j_n -электронлар токини эса $x = L$ учун p соҳа чегарасига нолга тенг деб ҳисоблаш мумкин. Беркитувчи кучланишнинг етарлича катта қийматларида, яъни р-п ўтишда электрон ва ковак жуфтлари генерацияси

содир бўлганда ўтиш орқали j_n –электрон ва j_p коваклар токи оқиб ўтади. Бу токларни ҳисоблаймиз. p-n ўтишнинг n соҳасида dx қалинликдаги қатламни ажратиб оламиз. Бу қатламнинг бирлик юзаси орқали 1 с вақт ичида n та электрон ва p та ковак ўтади:

$$n = \frac{j_n}{e\mu_n E}; \quad p = \frac{j_p}{e\mu_p E},$$

бу ерда μ_n ва μ_p лар мос равишда электронлар ва ковакларнинг ҳаракатчанлиги; E–электр майдон кучланганлиги.



2.21-расм. Тескари кучланиш қўйилганда симметрик бўлмаган p-n ўтишнинг энергетик диаграммаси

Бу заряд ташувчиларнинг ҳар бири αdx жуфтни ҳосил қилади. Бу ерда α ионлашиш тезлиги, яъни бирлик узунликдаги электронлар ва ёки коваклар концентрациясининг нисбий ортиши

$$\alpha_n = \frac{1}{n} \frac{dn}{dx} \quad \text{ва} \quad \alpha_p = \frac{1}{p} \frac{dp}{dx} . \quad (2.98)$$

1 секунд вақт мобайнида генерацияланган заряд ташувчилар жуфтнинг умумий сони:

$$gdx = \left(\frac{j_n}{e\mu_n E} + \frac{j_p}{e\mu_p E} \right) \alpha dx = \frac{\alpha j}{e\mu E} dx \quad (2.99)$$

(2.99) ифодани келтириб чиқаришда $\mu_n = \mu_p$ ва $J = J_n + J_p$. деб ҳисобланди.

Энди узлуксизлик тенгламасидан фойдаланамиз, аниқроғи бунда коваклар узлуксизлиги тенгламасидан фойдаланамиз, чунки р-п ўтишнинг қаралаётган п соҳасида асосий бўлмаган заряд ташувчилар коваклар ҳисобланади:

$$\frac{dp}{dt} = g + \frac{1}{e} \frac{\partial j_p}{\partial x} - \frac{p - p_0}{\tau_p} \quad (2.100)$$

Бу олинган тенгламага мувофиқ, $\frac{dp}{dt} = 0$ стационар шароитда, рекомбинация $\frac{p - p_0}{\tau_p} = 0$ бўлган ҳолда, dx қисмда токнинг ортиши бу қатламда генерацияланган электрон ва коваклар жуфти сонига тенг:

$$\frac{\partial j_n}{\partial x} = -\frac{\partial j_p}{\partial x} = -eg \quad (2.101)$$

ёки (2.99) муносабатга кўра $g = \frac{\alpha j}{e\mu E}$ эканлигини ҳисобга олиб, dx қисмда ток ўзгаришини аниқловчи ифодани оламиз:

$$\frac{\partial j_p}{\partial x} = \frac{\alpha j}{e\mu E} \quad (2.102)$$

Бу ҳолда j_p коваклар токи n соҳадан узоқлашган сари ортади, электронлар токи эса унга яқинлашган сари ортади, тўла ток бу ҳолда ўзгармас сақланади. (2.102) ифодани бутун n соҳа қалинлиги бўйича интеграллаб, қуйидагини оламиз:

$$j_p(x) = j_s + \frac{j}{e\mu E} \int_0^x \alpha dx \quad (2.103)$$

бу ерда j_s —интеграллаш доимийси. Бу доимийликнинг физик маъноси қуйидагича: n соҳага соҳанинг электронейтрал қисмидан кирувчи коваклар токи катталиги, яъни $x=0$ да $x=L$ бўлганда токнинг ковак ташкил этувчиси тўла токка тенг $j_p(L)=j$, у ҳолда (2.103) тенгламани қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$j(1 - \frac{1}{e\mu E} \int_0^L \alpha dx) = j_s \quad (2.104)$$

M кўпайтириш коэффициенти, яъни битта кираётган ковак қанча заряд ташувчи жуфт ҳосил қилаётган сони кўрсатувчи коэффициент ифодасини киритамиз:

$$M = \frac{j}{j_s}$$

ундан фойдаланиб, (2.104) муносабатни қуйидагича ёзамиз:

$$1 - \frac{1}{M} = \frac{1}{e\mu E} \int_0^L \alpha dx \quad (2.105)$$

Кучли электр майдонида, қачонки ҳар бир ковак бир жуфт генерация қилганда ва бу жуфтнинг ҳар бир электрони ўз навбатида янги жуфт ҳосил қилганида ва ҳоказо, p - n ўтиш орқали оқиб ўтаётган ток чексиз ортади, яъни $M \rightarrow \infty$ да тешилиш содир бўлади. (2.105) ифодадан келиб чиқадики, $M = \infty$ бўлган ҳолда тешилиш шарт қуйидагидан иборат:

$$1 = \frac{1}{e\mu E} \int_0^L \alpha dx, \quad (2.106)$$

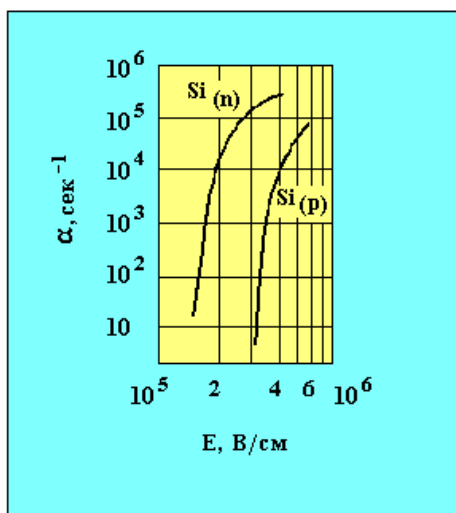
Олинган тенглама-кўчки тешилиши тенграмаси деб аталади. (2.106) муносабатга кирувчи L катталиқ p - n ўтишнинг p ва n соҳаларидаги заряд ташувчилар концентрацияси ва қўйилган кучланиш катталигига боғлиқ бўлади:

$$L = \sqrt{\frac{2\varepsilon_0 u(n+p)}{enp}} \quad (2.107)$$

бу ерда: ε -яримўтказгич материалынинг диэлектрик сингдирувчанлиги, $\varepsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м-электр доимийси, $e = 1,62 \cdot 10^{-19}$ К-электрон заряди. Электр майдон кучланганлиги E нинг p - n ўтишга қўйилган кучланиш U га боғлиқлигидан, яъни $E = E(U)$, ўтишнинг p ва n соҳаларидаги заряд ташувчилар концентрацияларининг тажрибада аниқланган катталикларидан фойдаланиб (2.107) ифода ёрдамида (2.106) кўчки тешилиши тенграмасини ечишимиз мумкин. Бу тенграманинг ечими қўйилган кучланиш катталиги ва яримўтказгич материали ўртасидаги аналитик боғланишни ўрнатиш имконини беради. $\alpha = \alpha(E)$ катталиқ электр майдон кучланганлиги функцияси ҳисобланади. қатъий қилиб айтганда, ионлашиш тезлиги қуйидаги умумий ифода орқали ёзилади:

$$\alpha = \alpha(E) = \alpha_n(E) + \alpha_p(E),$$

лекин, амалда аксарият ҳолларда $\alpha_n(E) = \alpha_p(E)$ деб ҳисобланилади. Si да электронлар ва коваклар учун $\alpha(E)$ боғланиш 2.22-расмда келтирилган. Бошланғич кўчки тешилиши қисмида (2.19-расмнинг горизонтал қисмидан вертикал қисмига ўтишига қаранг) бутун ток турли давомийлик ва чуқурликка эга бўлган қисқа вақтли импульслар орқали узатилади. Бу микроплазмали тешилишдир. Микроплазмали тешилиш $p-n$ ўтишнинг локаллашган кристалл нуқсони мавжуд бўлган соҳасида юзага келади. Кристалл нуқсонининг мавжудлиги заряд тўпланишига олиб келади. Бунинг натижасида электр майдон кучланганлигининг локал ортиши содир бўлади ва бу жойда кўчки $p-n$ ўтишнинг бошқа қисмларига қараганда эртароқ пайдо бўлади. Шунини таъкидлаш лозимки, $p-n$ ўтишда бирор-бир кристалл нуқсони мавжуд бўлмаган ҳолда ҳам, легирланган киришмалар тақсимотидаги статистик четлашишлар оқибатида ўтишнинг бутун юзаси бўйича кўчки тешилиши бир жинсли бўлмаслиги мумкин.



2.22-расм α параметрнинг электр майдонига боғлиқлиги

Стабилитронларнинг асосий параметрлари. Стабилитронларнинг асосий параметрлари қуйидагилар: $U_{ст}$ -стабилизация (барқарорлашиш) кучланишининг номинал қиймати; $I_{ст}$ -стабилизация (барқарорлашиш) токининг номинал қиймати, I_{min} -стабилизация токининг минимал қиймати; I_{max} -стабилизация токининг максимал қиймати; R_d -дифференциал қаршилик; КТК-кучланишнинг температура коэффиценти, P_{max} -максимал рухсат этилган қувват. Стабилизациянинг номинал токи қуйидаги муносабат орқали аниқланади:

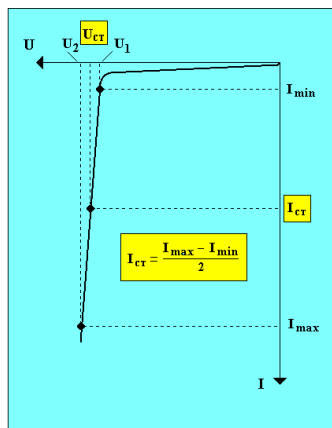
$$I_{cm} = \frac{I_{max} - I_{min}}{2}$$

бу ерда I_{min} -тешилиш турғун бўлга ҳолдаги энг кичик ток, I_{max} -катталиги мумкин бўлган қувват сочилиши орқали аниқланувчи максимал рухсат этилган стабилизация токи. Номинал, максимал ва минимал токни,

шунингдек стабилизация кучланишининг аниқлаш методикаси 2.23-расмда кўрсатилган. R_d —дифференциал қаршилиқ тешилиш соҳасида стабилитроннинг вольтампер характеристикаси қиялигини характерлайди, яъни стабилизация даражасини кўрсатади. $R_d=0$ ва стабилитрон орқали ўтувчи ток ўзгариши ундаги кучланишнинг ўзгаришига олиб келмайди. Кучланишнинг температура коэффиценти (КТК) температура ўзгариши чоғида кучланиш қийматининг ўзгаришини кўрсатади. Кучсиз легирланган яримўтказгичларда эркин югуриш йўли, ташувчиларнинг кристалл панжара билан тўқнашиши орқали аниқланади. Температура ортиши билан эркин югуриш йўли камаяди. р-п ўтиш соҳасида энг кичик югуриш йўлида заряд ташувчилар валент боғланишларни ионлаштириш учун етарли энергия олиши учун электр майдони етарлича катта бўлиши лозим. Демак, тешилиш кучланишининг катталиги температура ортиши билан ортади. Кучли легирланган яримўтказгичларда эркин югуриш йўли, заряд ташувчиларнинг киришма атомларнинг ионлашган зарядларидаги сочилиш билан аниқланади. Шу сабабли, бу ерда тешувчи кучланишнинг температурага боғлиқлиги биринчи навбатда тақиқланган зона кенглигининг температурага боғлиқлиги билан аниқланади. Температура ортиши билан таъқиқланган зона кенглиги камаяди, туннел эффекти ортади ва тешувчи кучланиш қиймати камаяди. Ташувчи кучланишнинг температурага боғланишидан одатда тешилиш механизмини аниқлашда фойдаланилади. Кучланишнинг температура коэффиценти %/град ларда ўлчанади ва қуйидаги

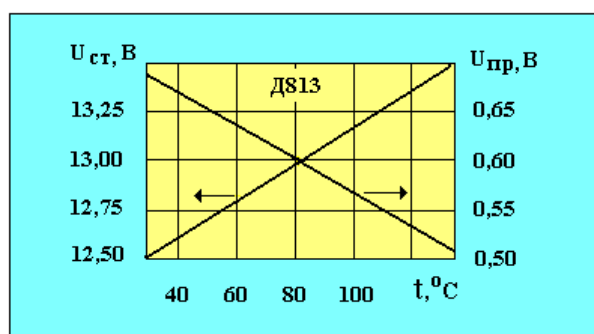
$$TKH = \frac{du}{dT} \frac{1}{u} 100 \% / \text{град}$$

ифода орқали аниқланади, бу ерда u -стабилизация кучланиши, du -температура ўзгариши натижасида стабилизация кучланишининг ўзгариши, dT -температура ўзгариши. Стабилизация кучланишининг температуравий ўзгаришини бир неча усуллар билан компенсациялаш мумкин. Маълумки, р-п ўтишда тўғри кучланиш тушиши температура ортиши билан чизиқли камаяди (2.24-расмга қаранг).

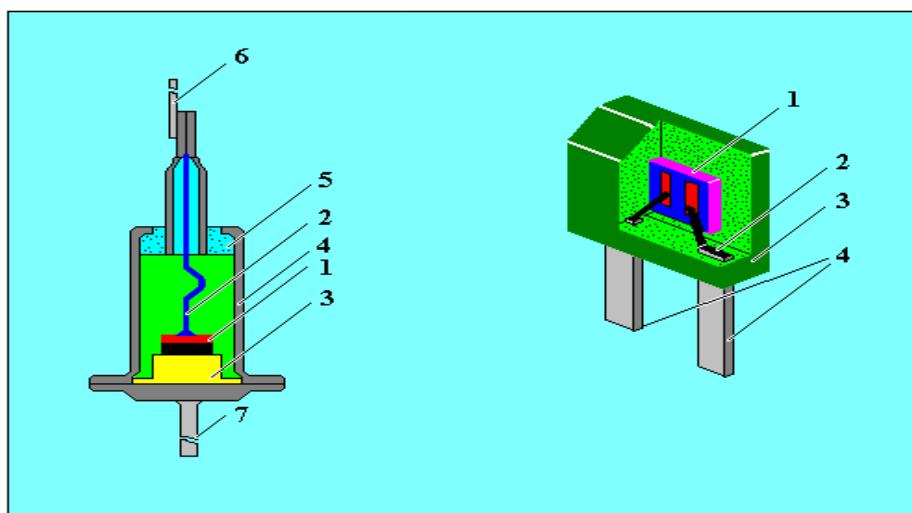


2.23-расм. Стабилитроннинг стабилизация кучланишини аниқлаш

Агар мусбат КТК га эга ва тескари силжиш кучланишида ишлайдиган стабилитрон билан кетма-кет тўғри йўналишда диод уланса, у ҳолда температура ортиши билан стабилизация кучланишининг ортиши тўғри силжитилган диоддаги потенциал тушуви орқали компенсацияланади. Компенсациянинг бундай усули Д818 туриаги стабилитронларда кенг фойдаланилган. Бундай типдаги стабилитронларда тескари силжитилган асосий диод билан кетма-кет р-п ўтишни компенсациялайдиган иккита тўғри силжитилган диодлар уланган. КТК бундай турдаги стабилитронлар учун 0,001 %/град ни ташкил этади. Рухсат этилган сочилиш қувватини ошириш ва стабилитроннинг иссиқлик иш режимини яхшилаш учун р-п ўтишни яримўтказгич кристалл металл асосли яшикка жойлаштирилади, бунда металл асосли яшик радиатор-иссиқлик тарқатувчи вазифасини бажаради (2.25-расмга қаранг). Бундай асослар алюминий ёки мисдан тайёрланади, яъни солиштира иссиқлик ўтказувчанлиги катта бўлган металллар ишлатилади. Асоснинг иссиқлик қаршилиги шундай танлаб олинадики, бунда яримўтказгич кристалл диодга ва диоддан атроф муҳитга энг катта миқдордаги иссиқлик ўтказиш таъминланади. Атроф муҳитнинг ихтиёрий мумкин бўлган ҳароратида, диоднинг р-п ўтиши ҳарорати, стабилитроннинг бу тузилиши учун рухсат этилган максимал температура қийматидан ошмаслиги керак. Ўртача ва юқори қувватда ишлайдиган стабилитронлар иш жараёнида кўшимча иссиқлик тарқатувчи радиатор-совуткичларга ўрнатилади. 2.25-расмда металл қобикда тайёрланган камқувватли стабилитрон тузилиши кўрсатилган. Бу ерда 1-р-п ўтишга эга бўлган кристалл (дастлабки яримўтказгич материали сифатида алюминийли акцептор киришмали, солиштира қаршилиги 0,025-0,12 Ом бўлган n -турдаги ўтказувчанликли кремний пластинкаси хизмат қилади), 2-ички чиқиш, 3-иссиқлик тарқарувчи метал асос, 4-иссиқликдан ва ташқи таъсирдан ҳимоя қилувчи қобик, 5-шиша изолятор, 6-7-ташқи чиқиш. Д808, Д813, Д814, Д818 ва бошқа типдаги стабилитронлар худди шундай тузилишга эга. Кейинги йилларда стабилитронлар тайёрлашда ташқи таъсирдан ҳимоя қилиш мақсадида оксид, шиша ва пластмассаларда кенг фойдаланилмоқда.



2.24-расм. Стабилизация кучланишининг ва тўғри кучланиш тушишининг Д813 стабилитрон учун температурага боғлиқлиги



**2.25-расм. Металл қобик
ёрдамида химояланган
стабилитрон конструкцияси**

**2.26-расм. Пластмасса қобик
ёрдамида химояланган
стабилитрон конструкцияси**

2.26-расмда пластмассали химоя қобиғига эга бўлган стабилитрон тузилиш келтирилган: бу ерда 1-р-п ўтишга эга бўлган кристалл, 2—ички чиқиш, 3—пластмасса қобик, 4—ташқи чиқиш. КС175 типдаги стабилитрон худди шундай тузилишган эга.

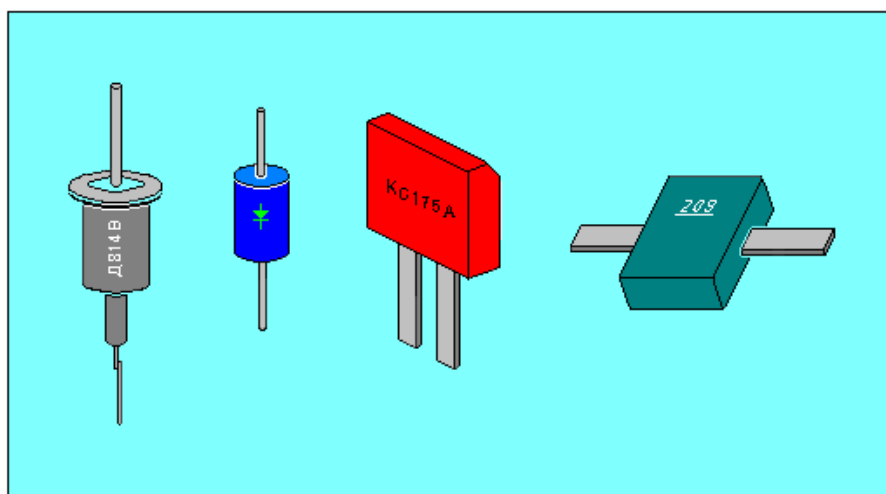
Аксарият кремнийли стабилитронларнинг чегаравий ишчи ҳарорати $+120^{\circ}\text{C}$ ни ташкил қилади. Ишчи ҳарорат оралиғи -50°C дан $+100^{\circ}\text{C}$ гача ҳисобланади. Кенг зонали яримўтказгичлар (GaP, GaAs) асосида тайёрланган стабилитронлар $(250-300)^{\circ}\text{C}$ ҳароратгача ишлаши мумкин.

3-жадвалда энг кўп учрайдиган, германий ва кремний кристаллари асосида тайёрланган, кам қувватли стабилитронларнинг асосий характеристикалари (тавсифлари) келтирилган.

3-жадвал

Стабилитрон типи	$U_{ст},$ B	$I_{max},$ mA	$I_{min},$ mA	$R_{\partial},$ Ω	$KTK,$ $\%/град$	$P_{max},$ mBm
Д808	7-8,5	33	1	6	+ 0,07	280
Д811	10-12	23	2	15	+ 0,06	280
Д813	11,5-	20	1	18	+ 0,1	280
Д814 А	14	40	2	6	+0,07	340
Д814 Б	7-8,5	36	1	10	+0,08	340
Д814Д	8-9,5	24	2	18	+0,095	340
КС133А	11,5-	81	3	65	-0,1	300
КС139А	14	70	3	60	-0,12	300
КС147А	3,3	58	3	56	-0,08	300
КС156А	3,9	55	3	46	-0,05	300
КС168А	4,7	45	3	28	+0,06	300
КС175А	5,6	18	3	20	+0,06	300
КС175Ж	6,8	17	3	16	+0,04	150
КС182А	7,5	15	4	14	+0,07	125
КС191А	7,5	15	3	18	+0,08	150
КС210Б	8,2	14	3	22	+0,07	150
КС212Ж	9,1	12	0,5	13	+0,09	125
	10,0					
	10,8					

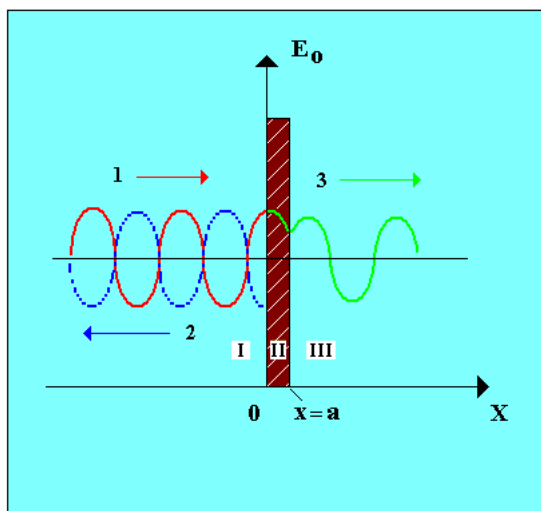
2.27-расмда турли мамалакатларда ишлаб чиқарилган, кенг тарқалган кам қувватли стабилитронларнинг ташқи кўринишлари келтирилган.



2.27-расм. Баъзи стабилитронларнинг ташқи кўриниши

Туннел диодлар.

Кўп турдаги яримўтказгичли асбоблар орасида туннел эффектига асосланиб ишлайдиган қурилмалар алоҳида ўрин тутати. «Туннел эффекти» тушунчаси электронларнинг потенциал тўсиқдан энергия йўқотмасдан сизиб ўтишини англатади. Тўғри бурчакли потенциал тўсиқ орқали электроннинг ўтиш эҳтимоллигини қараб чиқамиз. Фараз қилайлик, электроннинг энергияси E потенциал тўсиқ баландлигидан кам. Электрон x ўқининг мусбат йўналиши бўйлаб ҳаракатланаётган бўлсин (2.28-расм). Электроннинг мусбат йўналишдаги ҳаракатига мос келувчи Де-Бройль тўлқини (1), қисман потенциал тўсиқдан (2) қайтади, қисман ундан ўтади (3) ва кейинчалик $x > a$.



2.28-расм. Заррачанинг потенциал тўсиқ орқали туннел ўтиши.

Электроннинг потенциал тўсиқ орқали ўтиш эҳтимоллигини топиш учун $x < 0$, $0 < x < a$ ва $x > a$, уч оралиқнинг ҳар бирида унинг тўлқин функциясини топиш, сўнгра потенциал тўсиқ чегарасида уларни биргаликда «тикиш», яъни ҳам тўлқин функцияларнинг ўзларини, ҳам уларнинг ҳосилаларини тенглаштириш лозим. Тўлқин функцияларни топиш учун Шредингер тенгламасидан фойдаланилади:

$$-\frac{\hbar^2}{2m} \frac{d^2\Psi}{dx^2} + U(x)\Psi(x) = E\Psi(x) \quad (2.108)$$

Ҳар қандай x уч соҳанинг ҳар бири учун Шредингер тенгламасининг ечими куйидаги кўринишга эга:

$$\begin{aligned} \psi_1 &= A_1 \exp(jkx) + B_1 \exp(-jkx) & x < 0, \\ \psi_2 &= A_2 \exp(-\theta x) + B_2 \exp(\theta x) & 0 < x < a \\ \psi_3 &= A_3 \exp[jk(x-a)] + B_3 \exp[-jk(x-a)] & x > a, \end{aligned} \quad (2.109)$$

Бу ерда $A_1, A_2, A_3, B_1, B_2, B_3$ лар-доимий коэффициентлар, $A_1 \exp(jkx)$ ва $B_1 \exp(-jkx)$ катталиклар мос равишда тушаётган ва қайтган тўлқинларни, $A_3 \exp[jk(x-a)]$ катталик ўтган тўлқинни, $B_3 \exp[-jk(x-a)]$ эса чексизликка кетувчи (бизнинг ҳолда $B_3=0$) қайтган тўлқинларни тавсифлайди, $\theta = \sqrt{\frac{2m}{\hbar^2}}(U-E)$, $k = \sqrt{\frac{2mE}{\hbar^2}}$, m -электроннинг катталигининг массаси.

Туннел эффекти катталигининг миқдорий характеристикаси учун потенциал тўсиқ шаффофлиги коэффициенти тушунчаси киритилади. Бу катталик тушунчаси потенциал тўсиқ орқали ўтаётган электронлар оқими зичлигининг тўсиққа x тушаётган электронлар оқимига нисбатининг модулини англатади:

$$D = \left| \frac{I_{\text{пр}}}{I_{\text{пад}}} \right| \quad (2.110)$$

Электронлар оқимини аниқлаш учун қуйидаги муносабатдан фойдаланамиз:

$$I = \frac{j\hbar q}{2m} \left(\frac{\partial \psi^*}{\partial x} \psi + \psi^* \frac{\partial \psi}{\partial x} \right), \quad (2.111)$$

бу ерда ψ^* -мусбат қўшма катталик. (2.109) ифодани (2.111) га қўйиб қуйидагини оламиз:

$$D = \left| \frac{A_3}{A_1} \right|^2 \quad (2.112)$$

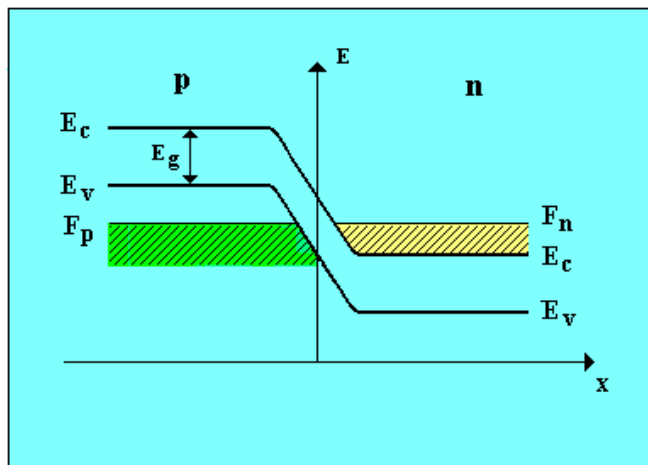
Электронлар оқимини аниқлаш учун қуйидаги муносабатдан фойдаланамиз:

$$D = \left| \frac{A_3}{A_1} \right|^2 = \frac{16n^2}{(1+n^2)^2} \exp 2a\theta, \text{ бу ерда } n = \frac{k}{\theta} = \sqrt{\frac{E}{E-E_0}} \quad (2.113)$$

Сўнгра $D_0 = \frac{16n^2}{(1+n^2)^2}$ катталикни киритиб, (2.113) муносабатдан потенциал тўсиқ шаффофлиги учун қуйидаги муносабатни оламиз:

$$D = D_0 \exp \left(-\frac{2a}{\hbar} \sqrt{2m(U_0 - E)} \right) \quad (2.114)$$

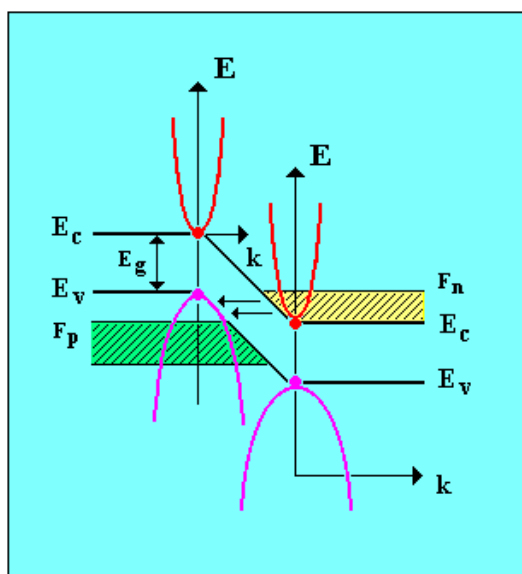
(2.114) муносабатдан кўринадик, маълум шароитларда электрон потенциал тўсиқни энергия йўқотмасдан енгиб ўтар экан. Бу ҳолни р-п ўтишга татбиқ қилганда бу қуйидагини англатади. Агарда р-п ўтишга ташқи электр майдони қўйилган бўлса, у ҳолда электроннинг валент зонаси энергетик сатҳидан ўтказувчанлик зонасидаги худди шундай энергияли эркин энергетик сатҳига ўтиш эҳтимоллиги мавжуд бўлади. Туннел диодларнинг ишлаш тамойилихудди шунга асослангандир. Одатдаги яримўтказгичли диодларда фарқли равишда, туннел диодларни тайёрлашда етарлича катта миқдордаги киришмаларга эга бўлган (10^{18} - 10^{20} см⁻³) яримўтказгичлардан фойдаланилади. Ҳам р ҳам п соҳаларда бундай концентрацияли киришмаларнинг мавжуд бўлиши киришма сатҳларнинг парчаланишига ва киришма энергетик зоналарнинг пайдо бўлишига олиб келади. Шу сабабли, Ферми сатҳи ҳам, р ҳам п соҳаларда рухсат этилган энергетик зоналарда жойлашади, яъни яримўтказгич айланиб боради. Туннел диоднинг термодинамик мувозанат ҳолатидаги энергетик зоналар диаграммаси 2.29-расмда келтирилган. Келтирилган расмдан кўринадик, ҳам р ҳам п соҳада Ферми сатҳи рухсат этилган зонада жойлашади.



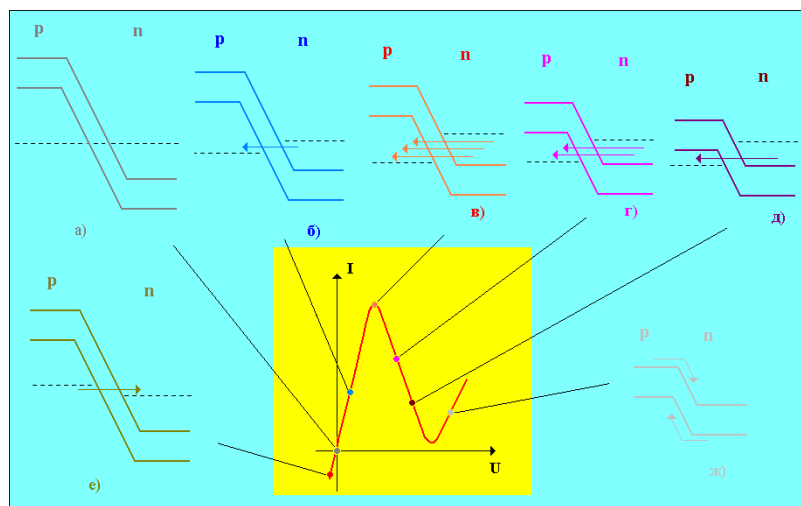
2.29-расм. Термодинамик мувозанат ҳолатидаги туннель диоднинг энергетик диаграммаси

Бу ҳолда п соҳанинг ўтказувчанлик зонаси туби, р соҳанинг валент зонаси юқори қисмидан пастроқда жойлашади. Бошқача қилиб айтганда рухсат этилган зоналар беркитилиши кузатилади. Электрон потенциал тўсиқ орқали сизиб ўтиши учун, электрон билан банд бўлган ҳолат қаршисида тўсиқнинг иккинчи тарафида бўш (эркин) ҳолат мавжуд бўлиши зарур. Рухсат этилган энергетик зоналар мавжуд бўлган шароитда бу шарт бажарилади. Туннеллашиш жараёни тўғри ва тўғри бўлмаслиги мумкин. Тўғри туннеллашиш ҳоли 2.30-расмда кўрсатилган. Бу расмда $E(k)$ импульслар фазосида тасвирланган, $E(x)$ координата фазосида тасвирланган туннель диоднинг энергетик диаграммаси билан қўшилган. Кўриниб турибдики, бундай зонали тузилишга эга бўлган яримўтказгичда электронлар минимум зонали ўтказувчанлик соҳасидан валент зона максимумига импульсининг катталигини ўзгартирмасдан туннеллашиши мумкин. Бошқача қилиб

айтганда, тўғри туннеллашиш амалга ошиши учун импульс фазосида ўтказувчанлик зонасининг туби ва валент зона юқори қисмининг мос тушиши шартининг бажарилиши зарур. Бу шарт GaAs ва GaSb каби яримўтказгичлар учун бажарилади. Ташқи кучланиш бўлмаган ҳолда, термодинамик мувозанат шароитида диод орқали (2.29-расмга қаранг), чапдан ўнг томонга, p соҳанинг валент зонасидан n соҳа ўтказувчанлик зонасининг эркин ҳолатига валент электронлар билан характерланадиган оқим ўтади. Ўнгдан чапга, p соҳанинг ўтказувчанлик зонасидан r соҳанинг валент зонаси эркин ҳолатига ўтказувчанлик зонаси электронлари билан характерланадиган оқим ўтади. Бу оқимлар вақтнинг ихтиёрий momentiда бир-бирини мувозанатлайди ва натижавий ток нолга тенг бўлади. Диодга тўғри кучланиш берилганда, энергетик зоналар чегарасининг яқинлашиши ва уларнинг бир-бирига нисбатан силжиши содир бўлади. Электронларнинг ўнгдан чапга туннел ўтиши, яъни p соҳанинг ўтказувчанлик зонасидан r соҳанинг валент зонасига туннел ўтиш эҳтимоли ортади, чапдан ўнгга, яъни r соҳа валент зонасидан n соҳанинг ўтказувчанлик зонасига туннел ўтиш эҳтимоллиги камаяди. Бу энергетик зоналарнинг бир-бирига нисбатан силжиши билан характерланади, r соҳанинг валент зонасида банд бўлган ҳолатлар сони, яъни худди шу зоналардан электрон A соҳанинг ўтказувчанлик зонасига ўтиши, камаяди. Электронлар оқимининг тенглиги бузилади ва диод орқали ток оқиб ўта бошлайди. 2.31-расмда туннел диод энергетик зоналарининг ўзаро жойлашиши ва унинг вольтампер характеристикаси (тавсифи) келтирилган. Диоддаги кучланишнинг йўналиши 2.31a-расмдаги зоналар диаграммасига мос келади. Тўғри силжиш кучланишининг кейинги ортишида n соҳа ўтказувчанлик зонаси туби юқорига силжийди.



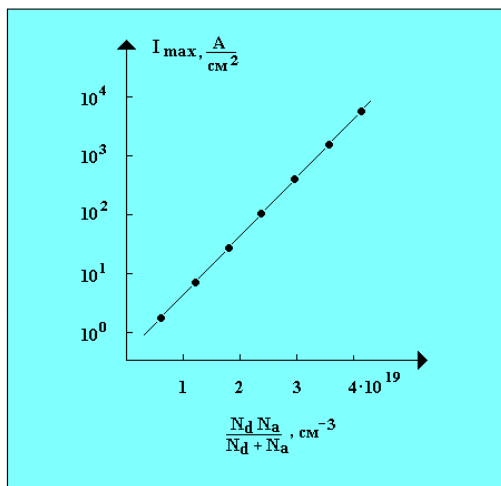
2.30-расм. Тўғри туннеллашиш механизми



2.31-расм. Туннел диод вольтампер характеристикаси (тавсифи) нинг ҳосил бўлиши (шаклланиши)

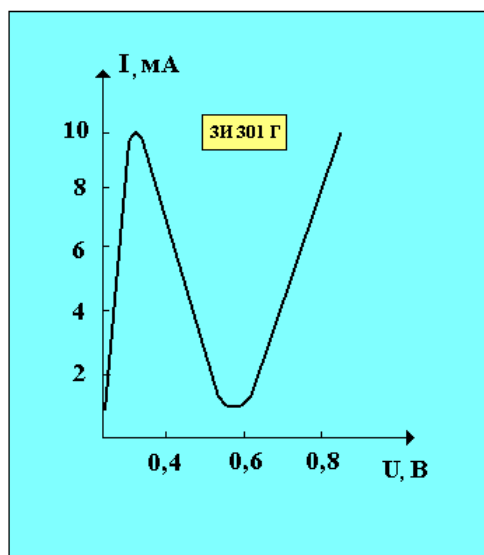
п соҳанинг тўлган энергетик сатҳлари ва р соҳа эркин энергетик зоналарининг ўзаро бир-бирини беркитиши ортади, бу эса п соҳадан р соҳага туннель ўтиши эҳтимолининг ортиши ва р соҳадан п соҳага туннель ўтиши эҳтимолининг камайишига олиб келади. Натижада, п соҳадан р соҳага ўтадиган электрон ток ортади (2.31б-расмга қаранг). Силжиш кучланишининг кейинги ортиши туннель токнинг ортиб, ўзининг максимал қийматига эришишига олиб келади. Туннел токининг максимал қиймати п соҳадаги тўлган энергетик зоналар ва р соҳадаги эркин энергетик сатҳларнинг ўзаро беркитилишининг энг катта қийматига мос келади. Агар қўйилган тўғри кучланиш ортаверса, у ҳолда зоналарнинг ўзаро беркитилиши соҳаси камаяди ва диод орқали туннель токи камая бошлайди (2.31г-расмга қаранг). Тўғри кучланишнинг кейинги ортиши энергетик зоналарнинг бундай силжишига олиб келади, яъни п соҳанинг тўлган энергетик сатҳлари ва р соҳанинг бўш энергетик сатҳлари бир-бирини бошқа беркитмайди ва туннел токи нолгача камаяди (2.31д-расм). Бундай етарлича катта тўғри кучланишларда р ва п соҳалар ўртасидаги потенциал тўсик пасаяди ва р соҳадан п соҳага ковакларнинг оддий пуркаш токи ва п соҳадан р соҳага электронлар токи орта бошлайди (2.31ж-расмга қаранг). Туннель диодга қўйилган тескари кучланиш ортиши билан туннель токи узлуксиз ортади (2.31с-расмга қаранг), чунки р соҳанинг валент зонасидан электронларнинг катта қисми п соҳанинг ўтказувчанлик зонасига ўтиш имкониятига эга бўлади. Юқорида айтилганидек, туннеллашиш эҳтимоллигининг ортиши ва, шу сабабли туннель токининг ортиши учун туннель диодлар кучли легирланган яримўтказгичлардан тайёрланади. Яримўтказгичда ҳосил қилиш чиқарилиши мумкин бўлган донор ва акцептор киришмалар концентрациясининг юқори чегараси, унинг эрувчанлик

чегараси катталиги билан чегаралангандир. Кремний учун энг кўп ишлатиладиган донор киришмалар мышьяк, фосфор ва сурма ҳисобланади, уларнинг кремнийдаги эрувчанлиги мос равишда $1,7 \cdot 10^{21} \text{см}^{-3}$, $1,3 \cdot 10^{21} \text{см}^{-3}$ ва $7 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$ ни ташкил қилади. Акцептор киришмалар бор ва галлий ҳисобланиб, уларнинг чегаравий эрувчанлиги мос равишда $6 \cdot 10^{20} \text{см}^{-3}$ ва $3 \cdot 10^{19} \text{см}^{-3}$ ни ташкил қилади.

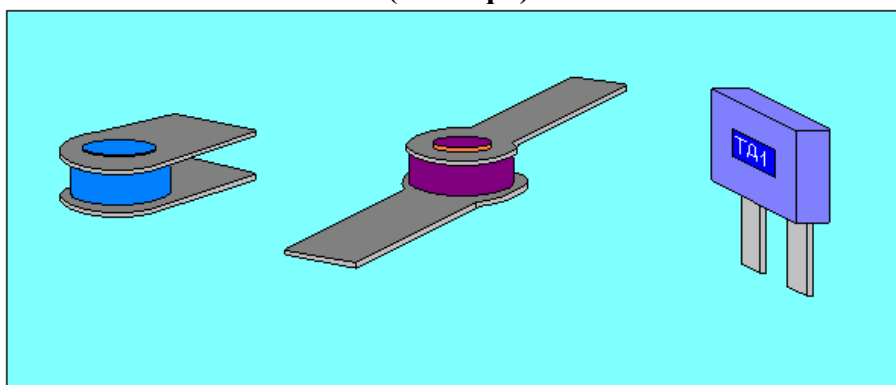


2.32-расм. Диоднинг максимал туннель токининг киришмалар эффектив концентрациясига боғлиқлиги

2.32-расмда германийли туннель диодларда максимал туннель токининг p ва n соҳалардаги киришмаларнинг эффектив концентрацияга боғлиқлиги кўрсатилган. Расмдан кўриниб турибдики, киришмалар концентрацияси қанчалик катта бўлса, туннель токининг максимал қиймати шунчалик катта бўлади. Туннель диоднинг асосий параметрларига қуйидагилар киради: I_m —максимал туннель токи, I_m/I_v —диод максимал туннель токининг унинг минимал туннель токига нисбати, U_m —максимал туннель токига мос келувчи кучланиш, U_v —диоднинг минимал токига мос келувчи кучланиш, E —диод сиғими. Максимал токнинг минимал токка нисбатининг катталиги биринчи навбатда диод тайёрланган материал билан аниқланади. Ge учун бу катталик 4 га, Si учун 8 га, GaAs ва GaSb учун 12 га тенг. Диоднинг ҳар иккала соҳасида концентрациянинг ортиши билан барча материаллар учун тоқлар нисбати катталиги ортади. Диоднинг сиғими ишлатилган материал тури ва p - n ўтиш юзаси билан аниқланади. Юқори частотали туннель диодлари (1-2 ГГц частоталардан юқори частоталарда ишлайдиган диодлар) ўтиш юзаси одатда 6-8 мкм ни ташкил қилади. Мисол тариқасида, 3И301Г типдаги туннель диоднинг вольтампер характеристикаси (тавсифи) 2.33-расмда келтирилган. 2.34-расмда саноатда ишлаб чиқариладиган баъзи туннель диодларнинг ташқи кўриниши келтирилган.



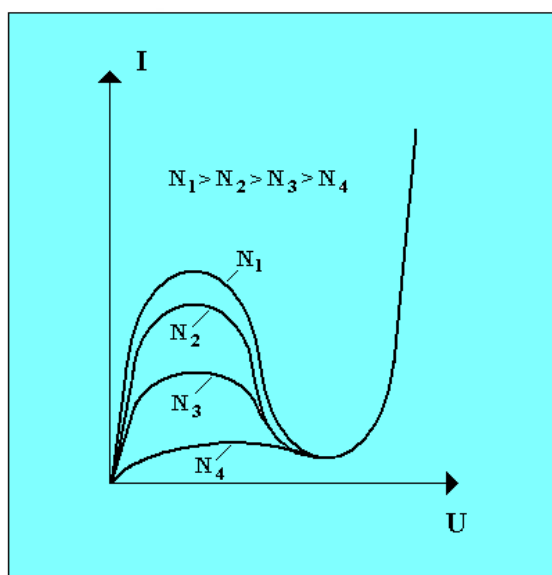
2.33-расм. 3ИЗ01Г типдаги туннель диоднинг вольтампер характеристикаси (тавсифи)



2.34-расм. Баъзи туннель диодларнинг ташқи кўриниши

2.6. Оғдирилган диодлар.

р ва п соҳаларда легирловчи киришмалар концентрацияси камайиши билан, туннел токи шундай қийматга камаядики, диоднинг вольтампер характеристикасида (тавсифида) ток максимуми йўқолади. Бу ҳолда тескари ток етарлича катта бўлиб қолади, яъни у электронларнинг кучли легирланган р соҳадан нисбатан кучсиз легирланган п соҳага туннеллашиши билан аниқланади. Бундай диодларда тўғри кучланишнинг кичик қийматларида тескари ток тўғри токдан катта бўлади. Бундай диодларнинг вольтампер характеристикаси тўғри ва тескари шохларининг жойи алмаштирилган оддий диодлар характеристикаларига ўхшаш бўлади. Бундай хусусиятга эга бўлган диодлар *оғдирилган диодлар* деб номланди. Баъзи оғдирилган диодларнинг вольтампер характеристикалари (тавсифлари) 2.35-расмда келтирилган. Оддий диодлар билан солиштирилганда оғдирилган диодларнинг афзаллиги шундаки, ўтказиш йўналишида потенциал тушиши кичик ва вольтампер характеристикалари (тавсифлари) температурага кучсиз боғлиқ.



2.35-расм. Оғдирилган диодларнинг вольтампер характеристикалари

Бундан ташқари, оғдирилган диодларда ток ўтказишнинг туннель механизми сақланиб қолганлиги сабабли, бундай диодларнинг тез таъсири худди туннель диодларники кабидир. Оғдирилган диодларнинг камчиликларига диодга тескари (беркитувчи) йўналишда қўйиладиган рухсат этилган кучланиш қийматининг кичиклиги киради. Бу р-п ўтишнинг бирор соҳасида легирланган киришмалар концентрациясининг кўплиги билан боғлиқдир. Юқорида кўрсатиб ўтилганидек, концентрациянинг катта қийматларида диодга қўйилган кичик кучланиш, ўтиш орқали оқиб ўтиб унинг бузилишига олиб келадиган катта тоқларни пайдо қилади. 4 ва 5-жадвалларда саноатда ишлаб чиқариладиган баъзи туннель ва оғдирилган диодларнинг асосий параметрлари келтирилган.

Бу жадвалларда: $I_{\max}$ -вольтампер характеристиканинг максимум нуқтаси мос келувчи тўғри туннел токининг қиймати;

$I_{\max}/I_{\min}$ -максимал ток ($I_{\max}$) нинг минимал ток ($I_{\min}$) га нисбати;

$U_{\max}$ -максимал тока мос келувчи тўғри кучланиш қиймати;

$U_{\min}$ -максимал тока мос келувчи тўғри кучланиш қиймати;

U_p -характеристика (тавсиф) кучланиши (диод орқали ўтаётган диффузион ток максимал туннел токига тенг бўладиган, вольтампер характеристиканинг иккинчи ўсувчи шохидаги тўғри кучланиш қиймати).

4-жадвал

Типи	$I_{\max}$, мА	$I_{\max} / I_{\min}$	$U_{\max}$, мВ	$U_{\min}$, мВ	U_p , В
Тунел диодлар					
АИ101А	1,0	5	160	390	0,55
ГИ103Б	1,2	4	80	390	0,40
АИ101Д	2,1	6	160	390	0,55
АИ101Е	5,0	6	180	380	0,55
АИ101И	5,0	6	180	380	0,55
АИ201Е	20	10	200	410	0,55
АИ201И	50	10	260	410	0,55
ГИ305Г	9,6	5	180	430	0,52
ГИ305Б	10,2	5	85	430	0,54

5-жадвал

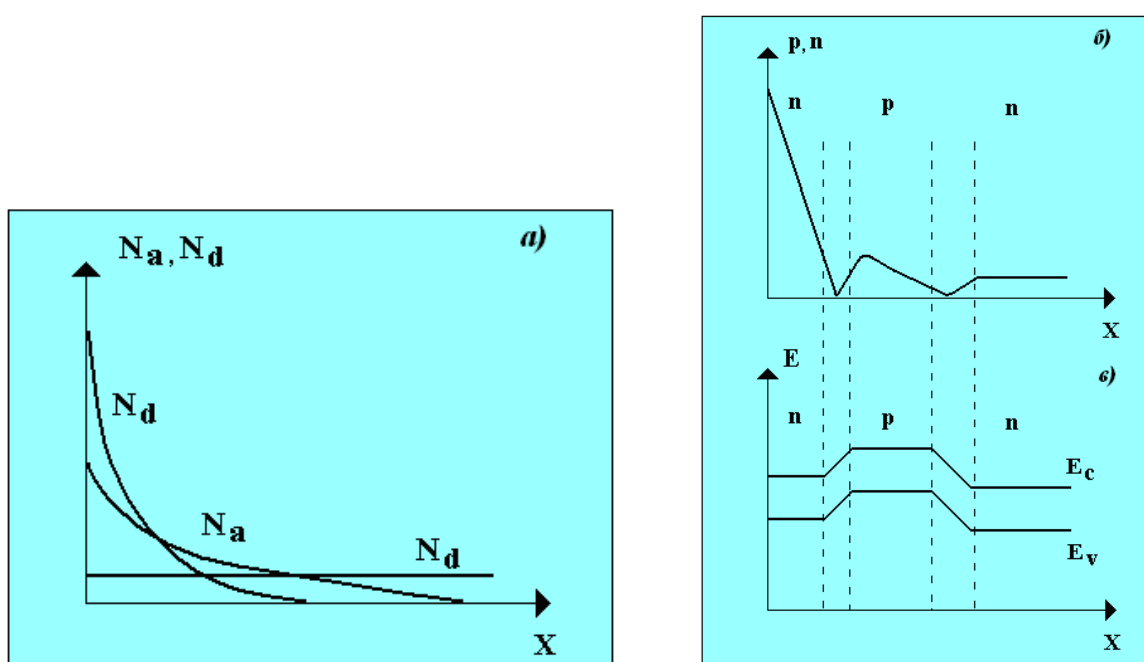
Типи	$I_{\max}$, мА	$I_{\max} / I_{\min}$	$U_{\max}$, мВ	$U_{\min}$, мВ	U_p , В
Оғдирилган диодлар.					
ГИ403А	0,1	-	135	-	0,53
АИ402Б	0,1	-	250	-	0,60
АИ402Г	0,1	-	250	-	0,60
АИ402Е	0,2	-	250	-	0,60
АИ402И	0,4	-	260	-	0,60

3 Боб. Биполяр (икки қутбли) транзисторлар.

3.1. Транзисторнинг хосил қилиниши.

Таркибида бутун яримўтказгич ҳажми бўйича текис тақсимланган N_d концентрацияли донор киришма мавжуд бўлган яримўтказгичли кристаллни караб чиқамиз (3.1а-расмга қаранг). Кристаллнинг бирор ён қирраси ($x=0$ текислик) орқали N_a акцепторли киришма диффузияси ўтказилаётган бўлсин, акцепторли киришма концентрациясидан катта бўлсин ($N_a > N_d$). Сўнгра кристаллнинг худди шу қирраси орқали кичик диффузия коэффицентига эга бўлган катта концентрацияли донор киришма ($N_d \gg N_a$) киритилади. Бундай иккиламчи диффузия натижасида яримўтказгичнинг бутун ҳажми уч соҳага бўлинади. Четки чап соҳа электронларнинг катта концентрациясига эга n-турдаги ўтказувчанликка эга бўлади. Ўрта соҳа кам концентрацияли ковакларга эга p-турдаги ўтказувчанликка ва энг четки ўнг соҳа электронлар концентрацияси кичик бўлган p-типдаги ўтказувчанликка эга бўлади (3.1б-расм). Турли ўтказувчанликка эга бўлган ҳар бир соҳа ўртасида p-n ўтиш мавжуд бўлади. Ташқи кучланиш қўйилмаган, мувозанат ҳолатида бўлган

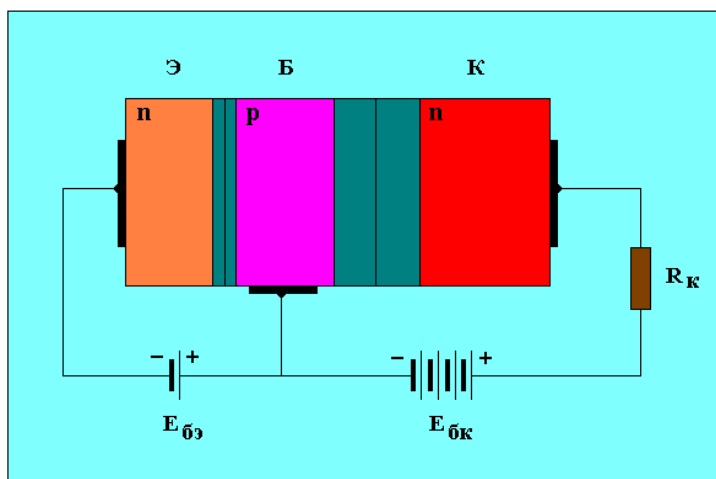
бундай тузилишларнинг энергетик зона диаграммалари 3.1в-расмда тасвирланган. Турли ўтказувчанлик соҳаларига эга бўлиб, улар иккита р-п ўтиш орқали ажратилган уч қатламли тузилишлар биполяр транзисторлар номини олди (икки қутбли). Транзисторнинг кучли легирланган соҳаси-эмиттер, марказий соҳаси база, база ва эмиттер ўртасидаги р-п ўтиш эмиттер ўтиши номини олди. Транзисторнинг бошқа четки соҳаси коллектор соҳаси, база ва коллектор ўртасидаги ўтиш коллектор ўтиш деб аталади. Ҳар бир р-п ўтишига ташқи кучланиш берилган ҳолда транзистор тузилмасини қараб чиқамиз. База-эмиттер ўтишига бу ўтишни тўғри йўналишда силжитувчи $E_{бэ}$ кучланиш, коллектор ўтишига эса тескари силжиш кучланиш $E_{бк}$ берамиз. Транзисторнинг бундай уланиши 3.2-расмда кўрсатилган. Эмиттер ўтишига тўғри кучланиш берилганда р ва п соҳа ўртасидаги потенциал тўсиқ пасаяди.



3.1-расм. Транзисторнинг ҳосил бўлиши

Эмиттер токини ҳосил қилувчи электронларнинг эмиттердан базага ва ковакларнинг базадан эмиттерга пуркалиши содир бўлади. Лекин, эмиттер соҳаси база соҳасига нисбатан етарлича катта легирланганлиги сабабли, пуркалган электронлар оқими қарама-қарши йўналган коваклар оқимидан етарлича кўпроқ бўлади. База соҳасига пуркалган электронларнинг бир қисми база соҳасидаги асосий заряд ташувчилар билан рекомбинациялашади ва база токини пайдо қилади. Электронларнинг бошқа бир қисми диффузия натижасида коллектор ўтишига томон сурилади. Агарда база соҳасининг кенглиги электронларнинг диффузион узунлиги тартибида бўлса, у ҳолда пуркалган электронларнинг катта қисми коллектор ўтишига етиб боради. Коллектор ўтиш тескари йўналишда силжийди. Бунда коллекторнинг ҳажмий заряд соҳаси катта узунликка чўзилган бўлади ва унда электр майдон кучланганлиги катта. Коллектор ўтишга етиб келган электронлар, электр

майдони таъсирида транзисторнинг коллектор токини ҳосил қилиб, ташқи занжирга чиқарилади. Коллектор ўтиши тескари йўналишда силжиганлиги сабабли унинг қаршилиги тўғри йўналишда силжиган эмиттер ўтишига нисбатан бир неча даража юқори. Коллектор қаршилигининг катта бўлиши унга етарлича катта юкланиш қаршилигини улаш имконини беради. Эмиттердаги кучланишнинг нисбатан кичик ўзгаришлари, ташқи қаршилиқда кучланишнинг катта ўзгаришларига олиб келади. Кириш ва чиқиш қаршилиқларининг фарқ қилиши натижасида транзистор қувват бўйича кучайтиришни амалга оширади.



3.2-расм. Ташқи кучланиш берилган шароитда транзистор тузилиш.

3.2. Транзисторларда тоқлар.

Транзистор кучланиши ва токини ўзаро боғловчи аналитик ифодани топамиз. Соддалик учун, 3.3-расмда зонали диаграммаси келтирилган, бир ўлчовли р-п-р турдаги транзистор моделини қараб чиқамиз. Ҳар иккала р-п ўтишда генерация ва рекомбинация йўқ ва транзисторнинг база соҳасида электр майдон кучланганлиги нолга тенг деб ҳисоблаймиз. Эмиттер ўтишдаги тўғри силжиш кучланиши ҳисобига р-п ўтиш потенциал тўсиғи пасаяди ва электр ташувчи зарядлар пуркалиши мавжуд бўлади. +аралаётган ҳолда, коваклар эмиттернинг р соҳасидан базанинг п соҳасига пуркалади. р ва п соҳаларининг ажралиш соҳасининг п соҳасида коваклар концентрацияси (2.52) муносабат ёрдамида қуйидагича ифодаланиши мумкин:

$$p(L_n) = p_n \exp \frac{qU}{kT},$$

қайсики, бизнинг ҳолимизда у қуйидагича ёзилади:

$$p(x)_{x=0} = p_n \exp \frac{qU_{\text{э}}}{kT}, \quad (3.1)$$

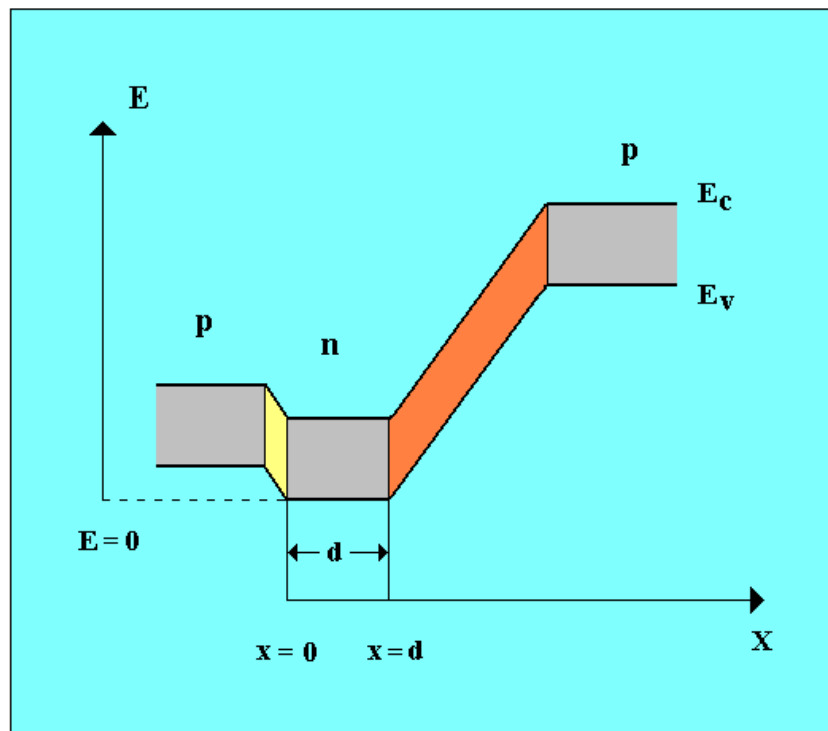
бу ерда p_n –базанинг n соҳасидаги ковакларнинг мувозанатли концентрацияси, U –эмиттер ўтишга қўйилган тўғри кучланиш. Базанинг n соҳаси бўйича коваклар ҳолатини аниқловчи диффузия тенгламасини қараб чиқамиз:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_n}{Z_p^2} \quad (3.2)$$

Бу ерда $p - p_n$ пуркалган ва мувозанат ҳолатидаги коваклар концентрациялари фарқи. $\Delta p = p - p_n$ белгилаш киритиб (3.2) тенгламани қуйидагича ёзилиши мумкин:

$$\frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{\Delta p}{Z_p^2} \quad (3.3)$$

(3.3) тенглама доимий коэффицентли иккинчи тартибли чизиқли дифференциал тенгламадир. Бу тенгламанинг умумий ечими қуйидаги кўринишга эга:



3.3-расм. Ташқи кучланиш қўйилганда р-п-р транзисторнинг энергетик диаграммаси

$$\Delta p(x) = C_1 \exp \frac{x}{Z_p} + C_2 \exp \left(-\frac{x}{Z_p} \right) \quad (3.4)$$

C_1 ва C_2 доимий катталикларни топиш учун чегаравий шартларни қараб чиқамиз. Эмиттер-база ўтишининг ажралиш чегарасида, $x=0$ текисликда коваклар концентрацияси (3.1) ифода ёрдамида аниқланади. База-коллекторнинг ажралиш чегарасида, $x=d$ текисликда, коваклар концентрацияси қуйидаги ифода ёрдамида аниқланади:

$$p(x)_{x=d} = p_n \exp\left(-\frac{qU_k}{kT}\right), \quad (3.5)$$

бу ерда U_k -база-коллектор ўтишига қўйилган силжиш кучланиши. Чегаравий шартларни эътиборга олсак, (3.4) муносабатдан $x=0$ текисликда коваклар концентрацияси қуйидагича ифодаланиши мумкин:

$$\Delta p(0) \approx C_1 + C_2 \quad (3.6)$$

$x=d$ текисликда эса, коваклар концентрацияси қуйидагича:

$$\Delta p(d) = C_1 \exp \frac{d}{Z_p} + C_2 \exp \left(-\frac{d}{Z_p} \right) \quad (3.7)$$

Сўнгра (3.6) тенгламани $\exp(d/Z_p)$ га кўпайтириб ва ундан (3.7) ифодани айириб, қуйидаги ифодани келтириб чиқарамиз:

$$\begin{aligned} \Delta p(0) \exp \frac{d}{Z_p} - \Delta p(d) &= \\ &= C_1 \exp \frac{d}{Z_p} + C_2 \exp \frac{d}{Z_p} - C_1 \exp \frac{d}{Z_p} - C_2 \exp \left(-\frac{d}{Z_p} \right) = \\ &= C_2 \left[\exp \frac{d}{Z_p} - \exp \left(-\frac{d}{Z_p} \right) \right] = 2C_2 \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Бундан C_2 нинг қийматини оламиз:

$$C_2 = \frac{\Delta p(0) \exp \frac{d}{Z_p} - \Delta p(d)}{2 \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p}} \quad (3.9)$$

(3.6) тенгламадан $C_1 = \Delta p(0) - C_2$ эканлиги келиб чиқади, шу сабабли (3.6) ва (3.9) муносабатлардан фойдаланиб C_1 учун қуйидаги ифодани ҳосил қиламиз:

$$C_1 = \Delta p(0) - \frac{\Delta p(0) \exp \frac{d}{Z_p} - \Delta p(d)}{2 \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p}} \quad (3.10)$$

C_1 ва C_2 доимий катталиклар ифодаларини (3.4) тенгламага қўйиб, транзисторнинг база соҳаси бўйича коваклар концентрацияси тақсимотини ифодаловчи муносабатни оламиз:

$$\begin{aligned} \Delta p(x) = & \frac{1}{2 \operatorname{sh} a} [-\Delta p(0) \exp(-a) + \Delta p(d)] \exp \frac{x}{Z_p} + \\ & + \frac{1}{2 \operatorname{sh} a} [\Delta p(0) \exp a - \Delta p(d)] \exp \left(-\frac{x}{Z_p} \right) \end{aligned} \quad (3.11)$$

База соҳасига пуркалган ковакларнинг диффузия таъсирида коллекторга томон силжиши сабабли, ковакни ток зичлигини аниқлаш учун ковакларнинг диффузион токи учун ёзилган тенгламадан фойдаланамиз:

$$j = -q D_p \frac{d}{dx} \Delta p(x), \quad (3.12)$$

бу ерда D_p -ковакларнинг диффузия коэффиценти.

(3.11) ни (3.12) тенгламага қўйиб ва $x=0$ шартда координата бўйича дифференциаллаб, $x=0$ текисликда, яъни эмиттер-база ажралиш чегарасида база соҳасидаги ковак токи зичлиги учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$j(x)_{x=0} = \frac{qD_p p_n}{Z_p \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p}} \left[\Delta p(0) \operatorname{ch} \frac{d}{Z_p} - \Delta p(d) \right] \quad (3.13)$$

$\Delta p(0)$ ва $\Delta p(d)$ лар учун ифодалардан ошкора фойдаланамиз

$$\Delta p(0) \approx p(0) - p_n \approx p_n \exp \frac{qU_{\text{э}}}{kT} - p_n, \quad (3.14)$$

$$\Delta p(d) = p(d) - p_n = p_n \exp \left(-\frac{qU_k}{kT} \right) - p_n, \quad (3.15)$$

ва (3.13) тенгламани қуйидагича ёзиш мумкин бўлади:

$$j_p(x)_{x=0} = \frac{qD_p p_n}{Z_p \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p}} \left[\left(\exp \frac{qU_{\text{э}}}{kT} - 1 \right) \operatorname{ch} \frac{d}{Z_p} - \exp \left(-\frac{qU_k}{kT} \right) - 1 \right] \quad (3.16)$$

(3.16) ифода $x=0$ текисликда базадаги ковак токи катталигини, яъни эмиттердан базага пуркалган коваклар токини кўрсатади. База-коллектор ажралиш чегарасидаги коваклар токи катталиги ҳам худди шундай аниқланади:

$$j_p(d)_{x=d} = \frac{qD_p p_n}{Z_p \operatorname{sh} \frac{d}{Z_p}} \left[\left(\exp \frac{qU_{\text{э}}}{kT} - 1 \right) - \left[\exp \left(-\frac{qU_k}{kT} \right) - 1 \right] \operatorname{ch} \frac{d}{Z_p} \right] \quad (3.17)$$

Аммо, база томон пуркалган ҳамма коваклар ҳам коллекторга яъни, $x=d$ текисликка етиб бормайди. Ковакларнинг бир қисми база соҳасидаги асосий заряд ташувчилар-электронлар билан рекомбинациялашади. (3.16) ва (3.17) ифодалар билан аниқланувчи тоқлар фарқи, яъни эмиттердаги ковак токи ва коллектордаги ковак тоқлари фарқи базанинг рекомбинациялашув токини ташкил қилади:

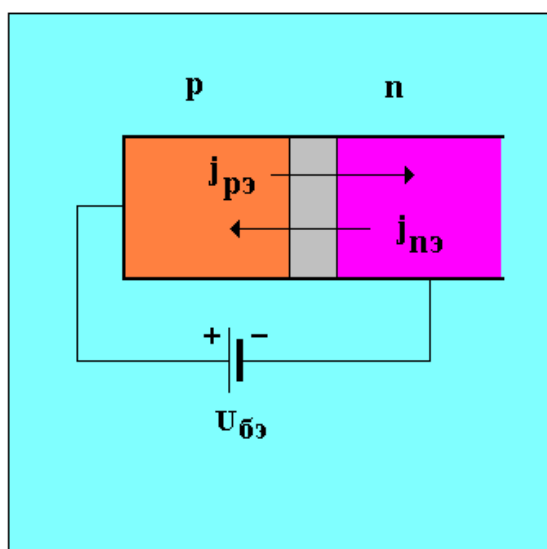
$$\begin{aligned} j_{\text{с}} &= j_p(0) - j_p(d) = \\ &= \frac{qD_p p_n}{Z_p} \left[\exp \frac{qU_{\text{э}}}{kT} + \exp \left(-\frac{qU_k}{kT} \right) - 2 \right] \operatorname{th} \frac{d}{Z_p} \end{aligned} \quad (3.18)$$

Квадрат қавс ичидаги иккинчи экспонентани унинг кичиклиги туфайли эътиборга олмасак, база токи учун қуйидаги ифодани келтириб чиқариш мумкин:

$$j_{\delta} = \frac{qD_p p_n}{Z_p} \left(\exp \frac{qU_{\delta}}{kT} - 2 \right) \text{th} \frac{d}{Z_p} \quad (3.19)$$

Эмиттер ўтишининг самарадорлиги. Транзисторнинг эмиттер-база ўтишига тўғри кучланиш берилганда р-п соҳалар ўртасидаги потенциал тўсик баландлиги пасаяди ва ўтиш орқали ток оқиб ўтади. Умумий ҳолда бу ток база соҳасига пуркалган коваклар оқими $j_{p\delta}$ ва базадан эмиттер соҳасига йўналган қарама-қарши электронлар оқими $j_{n\delta}$ дан ташкил топган (3.4-расмга қаранг).

$$J_{\delta} = j_{p\delta} + j_{n\delta} \quad (3.20)$$



3.4-расм. Эмиттер токининг ковак ва электрон ташкил этувчилари

Транзисторнинг ишлаши учун $j_{p\delta}$ ток алоҳида аҳамиятга эга, чунки токнинг худди шу қисми коллекторга етиб боради, $j_{n\delta}$ ток эса силжиш манбаи орқали уланиб эмиттер ўтишнинг қизишига сабаб бўлади, шу туфайли у фойдали таъсир кўрсатмайди. Эмиттернинг пуркаш қобилиятини характерлаш учун эмиттер ўтишнинг самарадорлиги параметри киритилади. Бу параметр, ковакларнинг эмиттер соҳасидан база соҳасига пуркалишига мос келувчи эмиттер ўтиш орқали ўтадиган ток қисмини аниқлайди:

$$\gamma_{\text{Э}} = \frac{j_{\text{рЭ}}}{j_{\text{рЭ}} + j_{\text{нЭ}}} \quad (3.21)$$

Яққолроқ кўриниш учун (3.21) муносабатни:

$$\gamma_{\text{Э}} = \frac{1}{1 + \frac{j_{\text{нЭ}}}{j_{\text{рЭ}}}} \quad (3.22)$$

кўринишда ёзиш мумкин. (3.22) муносабатдан кўринадики, юқори самарадорликка эга эмиттер олиш учун, $j_{\text{рЭ}} \gg j_{\text{нЭ}}$ шарт бажарилиши лозим. Бу шартнинг бажарилиши учун эмиттер ўтишга қандай талаблар қўйилишини қараб чиқамиз. Ҳисоблаш муносабатларини соддалаштириш учун, коллектор ўтишда кучланиш нолга тенг деб ҳисоблаймиз ($U_{\text{к}}=0$). Бу ҳолда эмиттер ўтиш орқали оқиб ўтадиган тўла токни, $j_{\text{э}}=j_{\text{рЭ}}=j_{\text{нЭ}}$, тўғри силжитилган диод орқали ўтаётган ток сифатида қараш ва диод токининг электрон ва ковакли ташкил этувчилари учун ёзилган ифодадан фойдаланиш мумкин:

$$j_{\text{рЭ}} = \frac{q p p_p}{Z_p} \left(\exp \frac{q U_{\text{э}}}{k T} - 1 \right) ; \quad j_{\text{нЭ}} = \frac{q n D_n}{Z_n} \left(\exp \frac{q U_{\text{э}}}{k T} - 1 \right) \quad (3.23)$$

(3.23) ифодани (3.22) муносабатга қўйиб, p ва n соҳалар ўтказувчанлиги учун маълум бўлган $\sigma_p = q p \mu_p$, $\sigma_n = q n \mu_n$ муносабатлардан фойдаланиб ва электронлар ҳаракатчанлиги μ_n , коваклар ҳаракатчанлиги μ_p , ҳамда база соҳасида улар бир хил деб ҳисоблаб қуйидагини оламиз:

$$\gamma_{\text{э}} = \frac{1}{1 + \frac{\sigma_n}{\sigma_p}} \quad (3.24)$$

(3.24) ифодадан кўринадики, эмиттер ўтишнинг максимал самарадорлиги $\gamma_{\text{э}} \approx 1$ учун, эмиттер соҳаси база соҳасига нисбатан етарлича кўпроқ легирланган бўлиши керак. Замонавий транзисторларда эмиттер соҳасидаги заряд ташувчилар концентрацияси 10^{16} - 10^{17} см⁻³ ни ташкил қилади, бу ҳолда база соҳасидаги заряд ташувчилар концентрацияси эса 10^{12} - 10^{13} см⁻³ ни ташкил қилади холос.

Коллектор ўтишнинг самарадорлиги. Коллектор ўтишга етарлича катта тескари кучланиш берилганда, у орқали фақат эмиттердан базага пуркалган ва коллекторга етиб борадиган коваклар токи эмас, балки электрон токи ҳам

оқиб ўтади. Бу электрон токи қуйидагиларга асосан пайдо бўлади. Коллектор ўтиш орқали базадан ўтган коваклар коллектор соҳасида мусбат заряд ҳосил қилади. Бу заряд компенсацияланиши ва электронейтраллик шарти сақланиши учун коллектор кириш клеммаси д орқали худди шунча миқдордаги электронлар кириб келади. Кириб келган электронларнинг бир қисми коллектор электр майдони таъсирида база соҳасига ўтказилади. Коллектор ўтиш характеристикаси учун коллектор ўтиш самарадорлиги-яъни коллектор орқали ўтаётган тўла ток (I_k) нинг унинг ковакли ташкил этувчисига нисбатига тенг бўлган катталиқдан фойдаланилади:

$$\gamma_k = \frac{I_k}{j_{pk}} = \frac{j_{pk} + j_{nk}}{j_{pk}} = 1 + \frac{j_{nk}}{j_{pk}} \quad (3.25)$$

Келтирилган ифодадан кўринадики, токнинг ковакли ва электрон ташкил этувчиларининг ҳар қандай муносабатида коллектор самарадорлиги бирдан бир мунча катта бўлади. Коллектор токининг электрон ташкил этувчисини топиш учун токнинг ҳар икки, электрон ва ковакли ташкил этувчилари ифодаларидан фойдаланамиз:

$$j_{pk} = q\mu_p p E - qD_p \frac{dp}{dx}, \quad j_{nk} = q\mu_n n E - qD_n \frac{dn}{dx} \quad (3.26)$$

(3.26) муносабатнинг биринчи тенгламасидан коллектор ўтишдаги электр майдон кучланганлиги (E) ни топиб, уни иккинчи тенгламага қўйсак, коллектор токининг электрон ташкил этувчисини оламир:

$$j_{nk} = j_{pk} \frac{\mu_n n}{\mu_p p} + q \frac{\mu_n n}{\mu_p p} D_p \frac{dp}{dx} + q D_n \frac{dn}{dx} \quad (3.27)$$

База токини ўтказиш коэффиценти. Юқорида айтиб ўтилгандек эмиттердан базага пуркалган ковакларнинг ҳаммаси ҳам коллекторга етиб бормайди. Пуркалган ковакларнинг бир қисми база соҳасидаги асосий заряд ташувчилар-электронлар билан рекомбинациялашади. Пуркалган ковакларнинг қандай қисми коллекторга етиб келишини кўрсатиш мақсадида коллектор токининг ковакли ташкил этувчисининг (j_{pk}) эмиттер токининг ковакли ташкил этувчисига (j_{p3}) нисбатига тенг бўлган параметр-база токининг ўтказиш коэффиценти киритилади:

$$\beta = \frac{j_{pk}}{j_{pэ}} \quad (3.28)$$

(3.16) ва (3.17) ифодалардан фойдаланиб қуйидагини олиш мумкин:

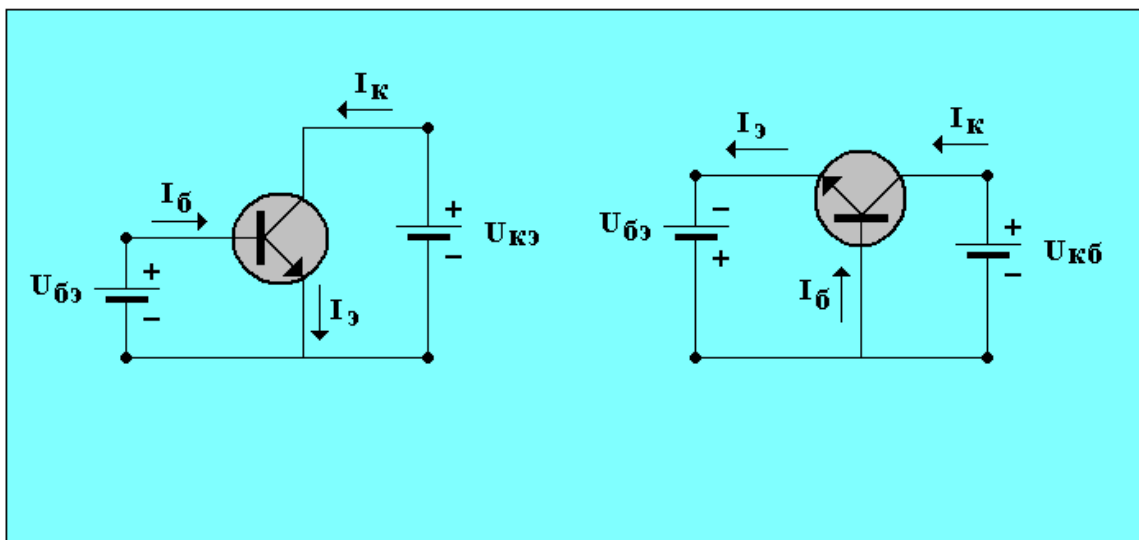
$\beta = \text{sh} \frac{d}{Z_p}$ ёки, d/Z_p даражалари бўйича қаторга ёйишдан фойдалансак.

$$\beta = 1 - \frac{1}{2} \left(\frac{d}{Z_p} \right)^2 \quad (3.29)$$

Олинган ифодадан кўринадики, база токининг ўтказилиш коэффиценти база соҳаси қалинлигининг камайиши ва диффузия коэффицентининг ортишида бирга интилади.

3.3. Транзисторларнинг вольтампер характеристикалари (тавсифлари)

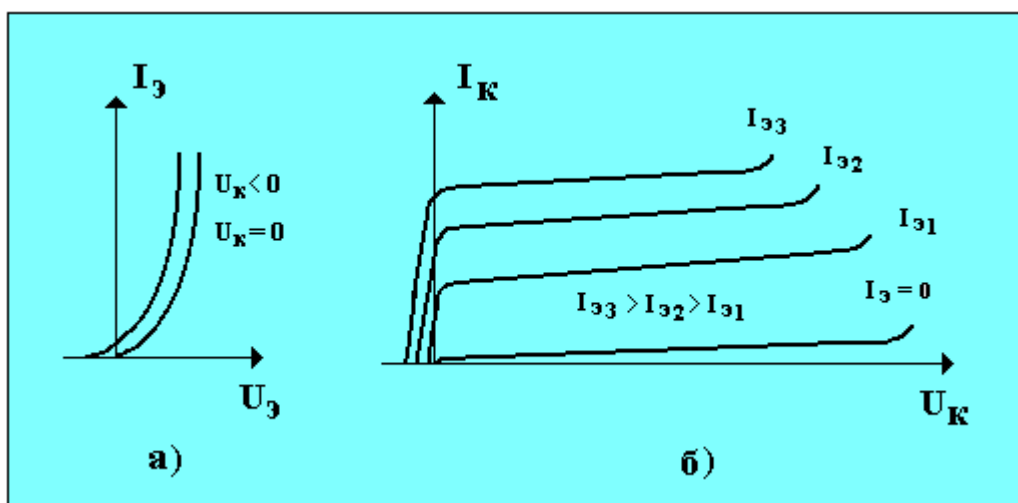
Транзистор соҳасининг туридан қатъий назар, п-р-п ёки р-п-р эканлигига қарамай, уни уч хил улаш схемаси мавжуд: умумий база билан (УБ), умумий эмиттер билан (УЭ) ва умумий коллектор билан (УК). п-р-п туридаги транзисторнинг умумий эмиттер ва умумий база билан уланиш схемалари ва эмиттер ва коллектор манбалар кучланишининг уланиш қутблари 3.5-расмда кўрсатилган.



3.5-расм. Транзисторнинг умумийэмиттер(УЭ) ва умумий база (б) билан уланиши

Транзисторнинг ҳар қандай уланиши транзистор электродларидаги ток ва кучланишини ўзаро боғловчи вольтампер характеристика (тавсифлар) лар билан характерланади. Умумий база билан уланиш схемасида кириш токи

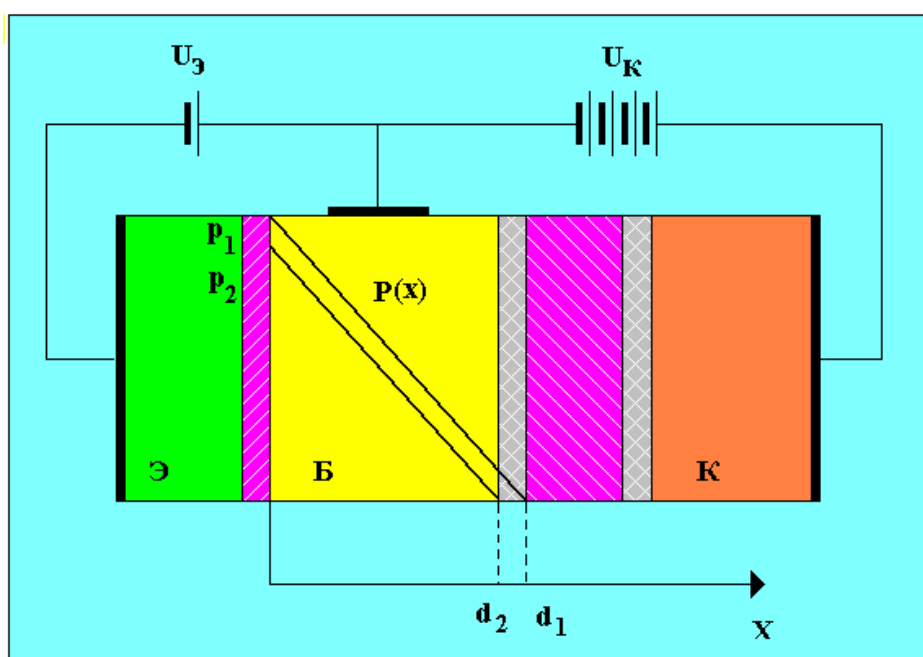
эмиттер токи, чиқиш токи эса коллектор токи ҳисобланади. Шу сабабли, кириш вольтампер характеристикалари (тавсифлари) тўплами коллектор ва база орасидаги кучланиш доимий бўлган ҳолдаги ($U_K = \text{const}$). Эмиттер токи (I_E) нинг эмиттер ва база орасига қўйилган кучланиш (U_E) га боғлиқлигидир. Транзисторнинг чиқиш характеристикалари (тавсифлари) тўплами эмиттер токи ($I_E = \text{const}$) доимий бўлган ҳолда, коллектор токи (I_K) нинг коллектор ва база орасидаги кучланиш (U_K) га боғлиқлигидар. Коллектор ва база орасидаги кучланиш нолга тенг бўлганда, кириш характеристика (тавсиф) тўғри силжитилган р-п ўтиш вольтампер характеристика (тавсифи) сининг тўғри шохига ўхшаш бўлади. Коллектор кучланиши ортганда, характеристика (тавсиф) манфий эмиттер кучланиши томонига силжийди ва эмиттер кучланиши нолга тенг бўлган ҳолда ҳам эмиттер орқали оқиб ўтаётган ток нолдан фарқли бўлади.



3.6-расм. Умумий эмиттер схемасида уланган транзисторнинг чиқиш (а) ва кириш (б) характеристикалари (тавсифлари)

Бу ҳол қуйидагича тушунтирилади. Эмиттерли р-п ўтишга тўғри силжиш кучланиши, коллекторли ўтишга тескари кучланиш берилганда, транзисторнинг база соҳаси бўйича асосий бўлмаган заряд ташувчилар концентрацияси тақсимооти деярли чизикли бўлади (3.7-расм). Агарда, эмиттер токи ўзгармаса ($I_E = \text{const}$), у ҳолда базага пуркалган коваклар концентрациясининг градиенти ўзгармай сақланади. Коллектордаги тескари кучланиш ортиши билан, коллекторли р-п ўтишдаги ҳажмий заряд қатлами кенгаяди. Бу ҳолда база соҳаси кенглиги камаяди. 3.7-расмдан кўринадики, заряд ташувчилар концентрацияси градиенти фақатгина эмиттер ўтишда ташувчилар концентрациясининг камайиши ҳолидагина доимий сақланади. Бу ҳол эмиттердаги кучланишнинг камайиши ва характеристика (тавсиф) нинг чапга силжишига мос келади. Бундан ташқари, коллекторда тескари кучланиш коваклар концентрациясининг камайишига олиб келади. Эмиттердан базага ўтаётган коваклар оқими базадан эмиттерга йўналган қарама-қарши оқимдан кўп. Эмиттер ўтиш орқали ўтаётган ток унда бирор

манфий кучланиш мавжуд бўлгандагина нолга тенг бўлади. Умумий база схемаси билан уланган транзистор характеристикалари (тавсифлари) тўплами 3.6-расмда келтирилган. Ундан кўринадик, эмиттер токи нолга тенг бўлганда ($I_3=0$), транзисторнинг характеристикаси (тавсифи) тескари йўналишда силжитилган р-п ўтиш вольтампер характеристикаси (тавсифи) га ўхшаш. Коллекторда кучланиш ортиши билан коллектор токи ортади. Юқорида айтилганидек, коллекторда тескари кучланиш ортиши билан база соҳасининг кенглиги камаяди. Бунда базага пуркалган ковакларнинг эмиттердан коллекторга бориш йўлида рекомбинацияси эҳтимоллиги камаяди. Шу сабабли, эмиттер токи ўзгармас бўлганда ($I_3=\text{const}$), коллекторга етиб борадиган коваклар токи, коллектор кучланиши ортиши билан ортиши керак.

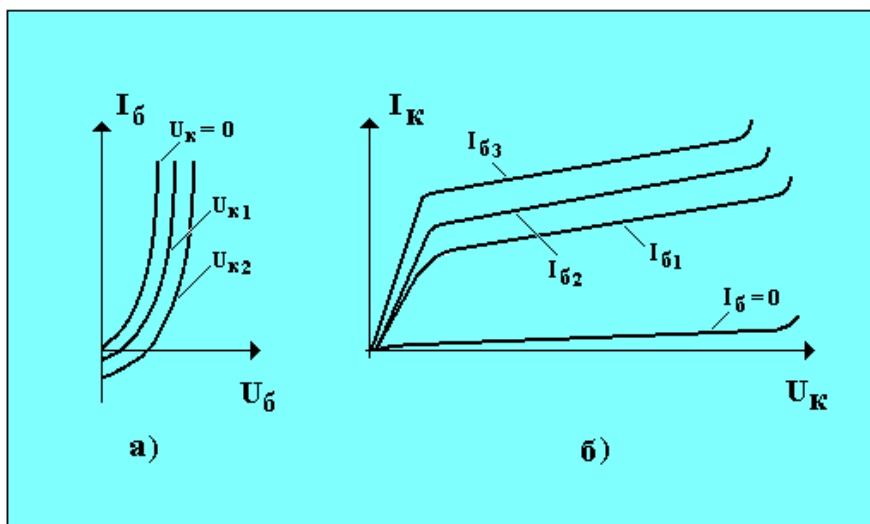


3.7-расм. Транзистор базасида коваклар концентрациясининг тақсимооти.

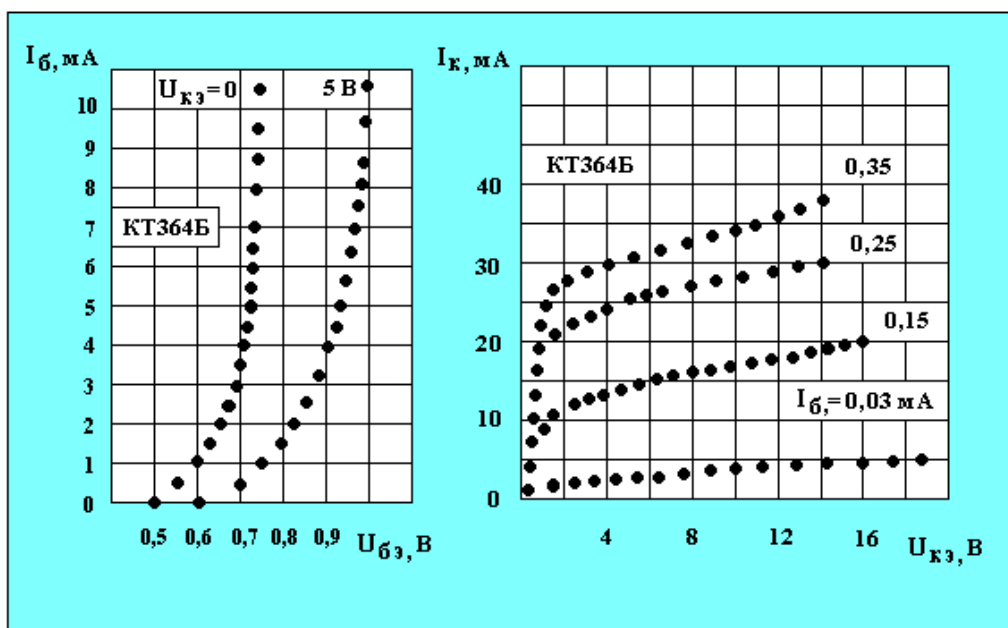
Эмиттер ўтишда тўғри кучланиш мавжуд бўлганда, коллектор ўтишда кучланиш бўлмаганда ҳам, коллектор орқали ток ўтади. Бу ҳол коллектор токлари ўртасидаги мувозанатнинг бузилиши туфайли юз беради. Эмиттердан пуркалган коваклар туфайли пайдо бўладиган ва базадан коллекторга томон йўналган коллекторнинг ковакли токи коллектордан базага йўналган қарама-қарши йўналган оқим туфайли юзага келадиган коваклар токига нисбатан кўп. Базадан коллекторга ўтаётган ортиқча коваклар оқимини компенсациялаш ва коллектор токлари мувозанатини олиш учун, коллекторга унча ката бўлмаган кучланиш қўйиш зарур. Транзистор умумий эмиттер билан уланган схемада кириш токи база токи, чиқиш токи эса коллектор токи ҳисобланади. Шу сабабли, кириш вольтампер характеристикалари туркуми бу эмиттер токи (I_3) нинг, коллектор ва база орасидаги кучланиш доимий бўлганда ($U_K=\text{const}$) даги эмиттер ва база

орасига қўйилган кучланишга боғлиқлигидир. Чиқиш характеристикалари тўплами эса берилган база токида ($I_b = \text{const}$) коллектор токи (I_k) ва коллектор билан база ўртасидаги кучланиш ўртасидаги боғланишдир. Коллектордаги кучланишнинг ортиши (U_k) база соҳаси кенглигининг камайиши ва шу сабабли базада мавжуд бўлган коваклар умумий сонининг камайишига олиб келади. База соҳасида ковакларнинг камайиши, бирлик вақт ичида ковак ва электронлар рекомбинациясининг камайишига олиб келади. База токини ташкил этувчи электронлар, рекомбинация учун база кириш клеммаси орқали кирганлиги сабабли, база токи камаяди. Бу ўз навбатида характеристика (тавсифни ўнгга силжишига, яъни база-эмиттер ўтишдаги берилган кучланиш қийматида база токи катталигининг камайишига олиб келади. Агар база-эмиттер ўтишида кучланиш нолга тенг ($U_b = 0$) ва база-коллектор ўтишга тескари кучланиш ($U_k > 0$) қўйилган бўлса, у ҳолда транзисторнинг базасоҳасида коваклар концентрацияси мувозанат ҳолатидагидан кам, яъни ковакларнинг бир қисми коллектор кучланиши таъсирида коллектор соҳасига кетиб қолади. Шу сабабли, база соҳасида исиклик генерацияси жараёни рекомбинация жараёнидан кўпроқ бўлади. Генерацияланган электронлар база соҳасидан база кириш клеммаси орқали кетиб қолади ва бу база токининг камайишига олиб келади.

Умумий база (3.6-расм) ва умумий эмиттер (3.8-расм) схемалари бўйича уланган транзисторнинг чиқиш характеристика (тавсиф)ларини солиштириш натижасида кўринадикки, умумий эмиттер схемасида уланган ҳолда чиқиш характеристикалари (тавсифлари) катта қияликка эга бўлиб, бу чиқиш қаршилигининг камайишини кўрсатади. 3.9-расмда мисол тариқасида КТ364Б транзисторнинг кириш ва чиқиш характеристика (тавсиф)лари келтирилган.



3.8-расм. Транзисторнинг кириш (а) ва чиқиш (б) характеристикалари.



3.9-расм. КТ 364Б транзисторнинг кириш ва чиқиш вольтампер характеристика (тавсиф) лари тўплами.

3.4. Транзисторларнинг дифференциал параметрлари.

Умумий ҳолда транзистор актив чизиқли бўлмаган тўрт кутбликдир. Уни транзистор кириши ва чиқишидаги тоқлар: I_1 , I_2 ҳамда кучланишлар катталиклари: U_1 , U_2 ларни ўзаро боғловчи чизиқли бўлмаган статик характеристика (тавсиф) лар тўплами билан характерлаш мумкин (3.10-расмга қаранг). Бу барча катталиқлар ўзаро боғланган катталиқлардир. Барча катталиқларни бир қийматли аниқлаш учун улардан иккитаси берилган бўлиши етарлидир. Берилган катталиқлар боғлиқ бўлмаган (эркин) ўзгарувчилардир. Бу икки боғлиқ бўлмаган ўзгарувчилар ва тўрт кутблик хусусиятлари билан аниқланадиган, қолган икки катталиқ боғлиқ (эркин бўлмаган) ўзгарувчилардир. Бу катталиқлар ўзаро боғлиқ бўлмаган ўзгарувчилар функцияларидир. Агар боғлиқ бўлмаган ўзгарувчиларни X_1 ва X_2 , боғлиқ бўлган ўзгарувчиларни F_1 ва F_2 деб белгиласак, у ҳолда қуйидагиларни ечишимиз керак бўлади:

$$F_1 = F_1(X_1; X_2) \quad \text{ва} \quad F_2 = F_2(X_1; X_2) \quad (3.30)$$

F_1 ва F_2 функциялардан тўла дифференциал қуйидаги кўринишда бўлади:

$$dF_1 = \frac{\partial F_1}{\partial X_1} dX_1 + \frac{\partial F_1}{\partial X_2} dX_2 \quad \text{ва} \quad dF_2 = \frac{\partial F_2}{\partial X_1} dX_1 + \frac{\partial F_2}{\partial X_2} dX_2 \quad (3.31)$$

dX_1 , dX_2 , dF_1 , dF_2 дифференциалларни x_1 , x_2 , f_1 , f_2 катталиқлар белгиланган чекли орттирмалар билан алмаштириб қуйидаги тенгламалар системасини оламир:

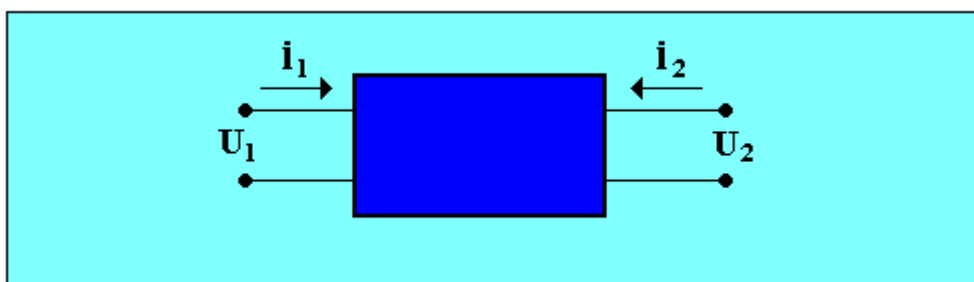
$$f_1 = \frac{\partial F_1}{\partial X_1} x_1 + \frac{\partial F_1}{\partial X_2} x_2 \quad \text{ва} \quad f_2 = \frac{\partial F_2}{\partial X_1} x_1 + \frac{\partial F_2}{\partial X_2} x_2 \quad (3.32)$$

Агар бу системада $\frac{\partial F_i}{\partial X_j} = \xi_{ij}$, белгилаш киритсак, у ҳолда (3.32) система қуйидаги кўринишга келар:

$$f_1 = \xi_{11}x_1 + \xi_{12}x_2 \quad (3.33)$$

$$f_2 = \xi_{21}x_1 + \xi_{22}x_2$$

Бу ерда ξ_{ij} коэффициентлар актив тўрт қутбликнинг дифференциал параметрлари ҳисобланади.



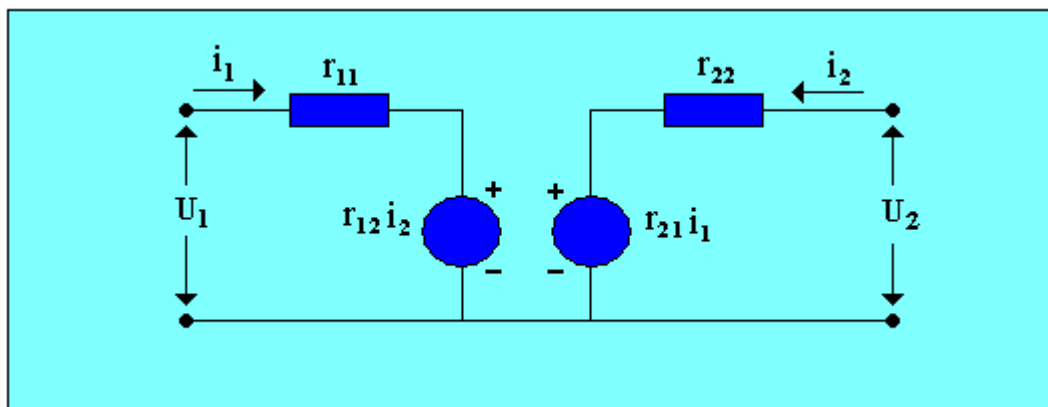
3.10-расм. Транзисторнинг эквивалент схемаси

x_1 ва x_2 боғлиқ бўлмаган ўзгарувчилар сифатида тўрттадан ихтиёрий иккитасини қабул қилишимиз мумкин (кириш токи ва кучланиши ёки чиқиш токи ва кучланиши). Уларнинг танланишига қараб турли параметрлар системасини олишимиз мумкин.

r-параметрлар системаси. Бу параметрлар системасида боғлиқ бўлмаган (эркин) ўзгарувчилар сифатида транзисторнинг кириши ва чиқишидаги кичик амплитудали i_1 ва i_2 ўзгарувчан тоқлар қабул қилинади. У ҳолда (3.33) ифодада ва 3.11-расмга мос равишда транзисторнинг кириш ва чиқиш кучланишларини қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\begin{aligned} u_1 &= r_{11}i_1 + r_{12}i_2 \\ u_2 &= r_{21}i_1 + r_{22}i_2 \end{aligned} \quad (3.34)$$

бу ерда $r_{ij} = du_i/di_j$ параметрлар қаршилик ўлчамига эга.



3.11-расм. r - параметрлар системаси учун транзисторнинг эквивалент схемаси

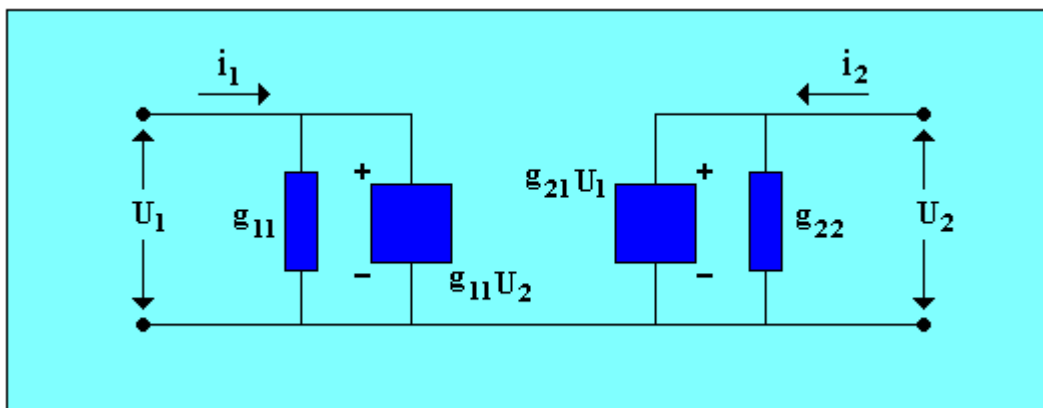
$r_{11}=du_1/di_1$ ($di_2=0$ бўлганда)—чиқиш токи ноль бўлган ҳолда ўзгарувчан сигналда ўлчанган, транзисторнинг кириш қаршилиги.

$r_{12}=du_1/di_2$ ($di_1=0$ бўлганда)—чиқиш токи нолга тенг бўлган ҳолда чиқиш токининг транзисторнинг кириш кучланишига таъсирини кўрсатувчи қайта боғланиш қаршилиги. $r_{21}=du_2/di_1$ ($di_2=0$)—чиқиш токи ноль бўлган ҳолда, кириш токининг чиқиш кучланишига таъсирини кўрсатувчи ўтиш қаршилиги. $r_{22}=du_2/di_1$ ($di_1=0$ бўлганда) транзисторнинг кириш ёки чиқишига кичик амплитудали ўзгарувчан ток (di) бериш керак ва бошқа занжирдаги мос ўзгарувчан кучланишни ўлчаш керак. Бунда бу занжирдаги ўзгарувчан сигнал бўйича салт ($di_1=0$, $di_2=0$) ишлаш шароити таъминланиши зарур. Транзисторнинг чиқиш қаршилиги жуда катта ва шу сабабли зарур шартга қатъий амал қилиш мушкул.

g–параметрлар системаси. g-параметрлар системасида боғлиқ бўлмаган (эркин) ўзгарувчилар сифатида транзисторнинг кириш U_1 ва чиқиш U_2 кучланишлари олинади. Бу ҳолда (3.33) ифодага асосан кириш ва чиқиш токлари қуйидагича ёзилиши мумкин:

$$\begin{aligned} i_1 &= g_{11}u_1 + g_{12}u_2 \\ i_2 &= g_{21}u_1 + g_{22}u_2 \end{aligned} \quad (3.35)$$

бу ерда $g_{ij}=di_i/du_j$ бўлиб,ўтказувчанлик ўлчамига эга.



3.12-расм. g-параметрлар системаси учун транзисторнинг эквивалент схемаси

$g_{11}=i_1/u_1$ -($du_2=0$ бўлганда)-чиқишдаги ўзгарувчан сигнал бўйича қисқа туташув шarti бажарилганда, ўзгарувчан сигналда ўлчанган транзисторнинг кириш ўтказувчанлиги. $g_{12}=i_1/u_2$ -($du_1=0$ бўлганда)-ўзгарувчан сигнал бўйича киришда қисқа туташув шароитида, қайта боғланиш ўтказувчанлиги.

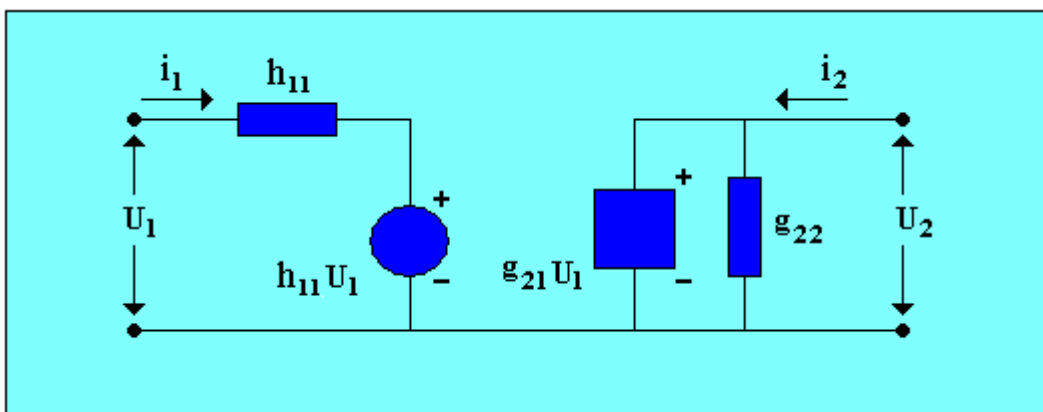
$g_{ij} \neq 1/g_{ji}$, чунки параметрларни ўлчаш турли шароитларда амалга оширилади: **r**-параметрлар ток мавжуд бўлмаган ҳолда ўлчанади, g-параметрлар эса транзисторнинг кириши ва чиқишида ўзгарувчан сигнал бўйича қисқа туташув шароитида ўлчанади. g-параметрлар системасининг камчиликларидан бири транзисторнинг киришида ўзгарувчан сигнал бўйича қисқа туташув шароитини амалга оширишдир. Бу ҳол биполяр (икки қутбли) транзисторнинг кириш қаршилигининг жуда кичиклиги билан тушунтирилади. h-параметрлар системаси бу камчиликлардан холи системадир.

h-параметров системаси. h-параметрлар системасида боғлиқ бўлмаган ўзгарувчилар (эркин) сифатида i_1 кириш токи ва u_2 чиқиш кучланиши олинади. Бу ҳолда (3.33) тенгламага мувофиқ кириш кучланиши ва чиқиш токи қуйидагича ёзилади:

$$u_1 = h_{11}i_1 + h_{12}u_2 \quad (3.36)$$

$$i_2 = h_{21}i_1 + h_{22}u_2$$

бу ерда: $h_{11}=u_1/i_1$ -($du_2=0$ бўлганда) чиқишда қисқа туташув бўлганда ток узатиш коэффициенти. $h_{12}=u_1/u_2$ -($di_1=0$ бўлганда) ўзгарувчан сигналда ўлчанган чиқиш ўтказувчанлиги.



3.13-расм. h-параметрлар системаси учун транзисторнинг эквивалент схемаси

$h_{21}=i_2/i_1$ -($du_2=0$ бўлганда) чиқишда қисқа туташув содир бўлган ҳолда ўзгарувчан сигналда ўлчанган кириш қаршилиги.

$h_{22}=i_2/u_2$ -($di_1=0$ бўлганда) ўзгарувчан сигналда ўлчанган чиқиш ўтказувчанлиги.

Мисол тариқасида 6 жадвалда баъзи кам қувватли транзисторларнинг h параметрлари келтирилган.

6-жадвал

Параметр	ГТ 322А	КТ315А	ГТ108Б	КТ342А	КТ358В
$h_{11б}$	30	7	15	40	20
$h_{12б}$	$6 \cdot 10^{-5}$	$2 \cdot 10^{-3}$	$0.5 \cdot 10^{-3}$	$0.2 \cdot 10^{-3}$	$0.1 \cdot 10^{-3}$
$h_{21б}$	50 - 70	70 - 90	60 - 80	300 - 500	200 - 280
$h_{22б}$	1.0	3.0	3.3	0.3	3

Биполяр (икки кутбли) транзисторлар асосий хосаларини аниқлаш учун дифференциал параметрларнинг қўлланилиш имкониятларини қараб чиқамиз. Бунинг учун g-параметрлар системасидан фойдаланамиз:.

$$i_1 = g_{11}u_1 + g_{12}u_2$$

$$i_2 = g_{21}u_1 + g_{22}u_2$$

Фараз қилайлик, транзистор умумий база схемаси бўйича уланган. Бундай уланишда кириш токи $I_э$ -эмиттер токи, чиқиш токи эса, $I_к$ -коллектор токи ҳисобланади. Мос равишда кириш ва чиқиш кучланишлари $U_э$ эмиттер ва $U_к$ коллектор кучланишлари ҳисобланади. Юқорида кўрсатилган ток ва кучланишларни ҳисобга олиб, g-параметрлар системасини қуйидагича ёзамиз:

$$\begin{aligned} I_{\text{э}} &= g_{11}U_{\text{э}} + g_{12}U_{\text{к}} \\ I_{\text{к}} &= g_{21}U_{\text{э}} + g_{22}U_{\text{к}} \end{aligned} \quad (3.37)$$

Дифференциал параметрлар - бу ўзгарувчан сигналдаги параметрлардир, яъни катталикларнинг кичик ўзгариши эканлигини ҳисобга олиб, умумий база схемаси орқали уланган транзисторнинг кириш ўтказувчанлиги қуйидагича ёзилади:

$$g_{11} = \frac{\partial I_{\text{э}}}{\partial U_{\text{э}}} = \frac{\partial}{\partial U_{\text{э}}} [j_p(x)_{x=0} + j_n(x)_{x=0}] \quad (3.38)$$

бу ерда $I_{\text{э}}$ - токнинг электрон ва ковак ташкил этувчилари йиғиндисига тенг бўлган эмиттернинг тўла токи. Эмиттер токининг ковакли ташкил этувчиси (3.16) ифода ёрдамида ёзилади, электрон ташкил этувчисини эса қуйидаги ифода ёрдамида аниқлаш мумкин:

$$j_n(0) = \frac{qD_n n_p}{Z_n} \left[\left(\exp \frac{qU_{\text{э}}}{kT} - 1 \right) \right] \quad (3.39)$$

(3.16) ва (3.39) ифодаларни (3.38) муносабатга қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$g_{11} = \frac{q}{kT} I_{\text{э}} \quad (3.40)$$

Мос равишда g_{21} учун қуйидаги ифода топилади:

$$g_{21} = \frac{q}{kT} I_{\text{к}} \quad (3.41)$$

3.5. Транзистор параметрларининг частотавий боғланишлари

Ўзгарувчан кучланишлар билан ишлашда транзисторларнинг барча параметрлари ўзларига хос хусусиятларга эга. Эмиттер база ўтишига қўйилган ўзгарувчан кучланиш частотаси етарлича катта тебранишнинг ярим тебраниш вақти база соҳаси орқали пуркалган заряд ташувчиларнинг ўтиш вақти тартибида ёки ундан кичик бўлган ҳолни қараб чиқамиз. Кучланиш кутбининг ўзгаришида коллекторгача етиб бормаган заряд ташувчилар эмиттерга қайтиб келади, бу эса ўз навбатида база токи узатиш коэффициентининг пасайишига, коллектор токининг камайишига ва

транзистор кучайтириш коэффициентининг камайишига олиб келади. Буни киришига ҳам ўзгармас (U_0) ҳам ($U_{\approx}=U_1\exp j\omega t$) ўзгарувчан кучланиш берилган умумий база схемаси бўйича уланган транзисторнинг ҳолати мисолида қараб чиқамиз.

Базага пуркалган ташувчилар концентрацияси тақсимооти қонуниятини аниқлаш учун коваклар концентрациясининг вақт бўйича ўзгаришини кўрсатувчи узлуксизлик тенгламасини ечиш керак:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = D_p \frac{d^2 p}{dx^2} - \frac{p - p_n}{\tau_p} \quad (3.42)$$

Бу ерда коваклар концентрацияси (p) база соҳасидаги $p_0(x)$ доимий ва ўзгарувчан $p_1(x)\exp j\omega t$ кучланишлар билан характерланувчи ковак концентрациялари йиғиндиси сифатида қаралиши мумкин:

$$p(x, t) = p_0(x) + p_1(x)\exp j\omega t \quad (3.43)$$

(3.42) тенгламанинг ечимини доимий ва ўзгарувчан кучланишларга бўғлиқ бўлмаган ҳолда амалга ошириш мумкин. Доимий кучланиш учун ечим юқорида кўрсатилган, шу сабабли кучланишнинг ўзгарувчан ташкил этувчиси туфайли пайдо бўладиган коваклар концентрацияси ўзгаришинигина қараб чиқамиз. Кучланишнинг ўзгарувчан ташкил этувчиси билан аниқланадиган коваклар концентрацияси ўзгаришини (3.43) ифодадан вақт бўйича ҳосила олиб топамиз:

$$\frac{\partial p}{\partial t} = j\omega p_1(x)\exp j\omega t \quad (3.44)$$

(3.43), (3.44) ифодаларни (3.42) қўйиб, база соҳасида кучланишнинг ўзгармас ва ўзгарувчан ташкил этувчилари туфайли пайдо бўладиган коваклар концентрацияси ўзгаришини аниқловчи умумий тенгламани оламиз:

$$j\omega p_1(x)\exp j\omega t = D_p \left[\frac{d^2 p_0}{dx^2} + \frac{d^2 p_1}{dx^2} \exp j\omega t \right] - \frac{p_0 + p_1 \exp j\omega t - p_n}{\tau_p} \quad (3.45)$$

Кучланишнинг ўзгарувчан ташкил этувчиси учун коваклар концентрациясининг ўзгариши қуйидаги кўринишни олади:

$$j\omega p_1(x) \exp j\omega t = D_p \frac{d^2 p_1}{dx^2} \exp j\omega t - \frac{p_1 \exp j\omega t}{\tau_p} \quad (3.46)$$

(3.46) муносабатни таркибида экспонента бўлган ҳадга қисқартириб

$$D_p \frac{d^2 p_1}{dx^2} - p_1 \left(\frac{1}{\tau_p} + j\omega \right) = 0 \quad (3.47)$$

ифодани оламиз ва таҳлил учун қуйидаги қулай кўринишда ёзамиз:

$$\frac{d^2 p_1}{dx^2} - p_1 \left(\frac{1 + j\omega \tau_p}{D_p \tau_p} \right) = 0 \quad (3.48)$$

(3.48) тенгламанинг умумий ечими қуйидаги кўринишга ёзилади:

$$p_1(x, t) = C_1 \exp Ax + C_2 \exp(-Ax), \quad (3.49)$$

$$\text{бу ерда } A = \sqrt{\frac{1 + j\omega \tau_p}{D_p \tau_p}} \quad (3.50)$$

$x=0$ эмиттер-база чегараси, $x=d$ эса база коллектор чегараси, яъни, база соҳаси қалинлиги деб ҳисоблаймиз (3.3-расмга қаранг). Дастлаб база соҳасининг ҳар бир чегарасидаги бошланғич шартларни қараб чиқамиз. $x=0$ ва $t=0$ ҳолатда $p_1(x, t)=1$, яъни бошланғич вақт моментида эмиттер база чегарасида пуркалган коваклар концентрацияси бирга тенг бўлсин. У ҳолда $x=d$ ва $t=0$ да, $p_1(d, t)=0$, яъни база-коллекторнинг ажралиш чегарсида бу вақт моментида пуркалган коваклар концентрацияси нолга тенг. (3.49) тенгламадан ва эмиттер-база чегарасидаги бошланғич шартлардан фойдаланиб қуйидагини оламиз:

$$1 = C_1 + C_2. \quad (3.51)$$

База-коллектор ажралиш чегарасидаги бошланғич шартлардан ва (3.51) муносабатдан фойдалансак, (3.49) тенглама қуйидаги кўринишни олади:

$$0 = (1 - C_2) \exp Ad + C_2 \exp(-Ad) \quad (3.52)$$

бу ердан C_2 доимийликни аниқлаймиз:

$$C_2 = \frac{\exp Ad}{2\text{sh}Ad} \quad (3.53)$$

(3.49), (3.50) ва (3.53) муносабатлардан фойдаланиб база соҳаси калинлиги бўйича ўзгарувчан кучланиш билан базага пуркалган коваклар концентрацияси тақсимотини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$p_1(x, t) = \left(1 - \frac{\exp Ad}{2\text{sh}Ad}\right) \exp Ax + \frac{\exp Ad}{2\text{sh}Ad} \exp(-Ax) \quad (3.54)$$

База соҳасида электр майдони йўқлиги ва пуркалган коваклар коллекторга фақатгина диффузия туфайли етиб келишини ҳисобга олиб, эмиттер ($x=0$ бўлганда) ва коллектор ($x=d$ бўлганда) токлари учун ифода қуйидаги кўринишни олади:

$$j_k = j(d) = -qD_p \frac{dp_1(x, t)}{dx}, \quad j_e = j(0) = -qD_p \frac{dp_1(x, t)}{dx} \quad (3.55)$$

Аниқланиш бўйича р-п-р типдаги транзисторлар учун база токининг ўтказилиш коэффиценти, бу коллектор токининг ковакли ташкил этувчисининг эмиттер токи ковакли ташкил этувчисига нисбати эди:

$$\beta = \frac{j_{pk}}{j_{pe}} \approx \frac{dp_1(d, t)}{dx} / \frac{dp_1(0, t)}{dx} \quad (3.56)$$

Шу сабабли, (3.51) ва (3.55) ифодаларни (3.56) муносабатга қўйиб, база токи ўтказилиши коэффицентининг частотавий боғланиши ифодасини оламиз:

$$\beta = \text{sh} \left(d \sqrt{\frac{1 + j\omega\tau_p}{D_p\tau_p}} \right) \quad (3.57)$$

$Z_p^2 = D_p\tau_p$ эканлигини ҳисобга олиб, (3.57) ифодани келгусидаги анализлар учун қулай бўлган кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$\beta = \text{sh} \left(\frac{d}{Z_p} \sqrt{1 + j\omega\tau_p} \right) \quad (3.58)$$

Паст частоталарда $j\omega\tau_p < 1$, шу сабабли (3.58) дан

$$\beta = \text{sh} \frac{d}{Z_p} \quad (3.59)$$

келиб чиқади. База токи ўтказилиш коэффициентини учун олинган ифода ток ва кучланишнинг доимий ташкил этувчилари учун олинган (3.29) ифодага тўла мос тушади. Юқори частоталарда $j\omega\tau_p \gg 1$, шу сабабли, (3.58) муносабатда илдиз остидаги ифодадаги бирни эътиборга олмасдан қуйидагини оламиз:

$$\beta = \text{sh} \left(\frac{d}{Z_p} \sqrt{j\omega\tau_p} \right) \quad (3.60)$$

Бу ифодада $Z_p = \sqrt{D_p \tau_p}$ -коваклар диффузия туфайли силжийдиган масофа, D_p -ковакларнинг диффузия коэффициенти, τ_p -база соҳасига пуркалган мувозанатда бўлмаган ковакларнинг диффузия вақти тушунчасидан

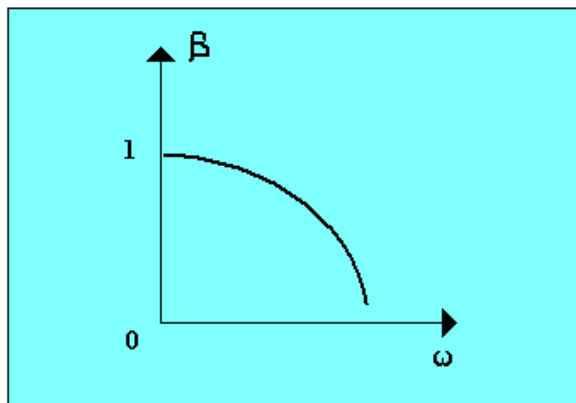
$$\tau_D = \frac{d^2}{D_p} \quad (3.61)$$

фойдаланиб (3.60) ифодани қуйидаги кўринишда тасвирлаш мумкин:

$$\beta = \text{sh} \left(\frac{\tau_D D_p}{\tau_p D_p} j\omega\tau_p \right)^{\frac{1}{2}} = \text{sh}(j\omega\tau_D)^{\frac{1}{2}} \quad (3.62)$$

ёки (3.62) ни қаторга ёйиб, база токи ўтказилиш коэффициентининг частотавий боғланишини янада соддароқ кўринишда ёзамиз:

$$\beta = \text{sh}(j\omega\tau_D)^{\frac{1}{2}} \approx 1 - j\frac{\omega\tau_D}{2} + \quad (3.63)$$



3.14-расм. β параметрининг частотага боғлиқлиги.

Олинган ифодадан яхши кўринадик, ўзгарувчан кучланиш частотаси ω ортиши билан база токининг ўтказилиш коэффициенти β камаяди. 3.14-расмда база токи ўтказилиш коэффициентининг биполяр (икки қутбли) транзисторнинг база-эмиттер ўтишга қўйилган кучланиш частотасига ω типик боғланиши келтирилган. Транзистор р-п ўтишнинг тўсиқ ва диффузион сиғимлари биполяр (икки қутбли) транзисторнинг частотавий параметрларига сезиларли таъсир кўрсатади. Бу таъсирларни батафсилроқ қараб чиқамиз.

Эмиттер ўтишнинг диффузион сиғими. Эмиттер ўтишга тўғри кучланиш берилганда, у орқали тўғри ток оқиб ўтади. Бу ток ковакларнинг р соҳадан п соҳага ва электронларнинг п соҳадан р соҳага ўтказилиши туфайли пайдо бўлади. Кескин р⁺-п ўтиш ҳолида коваклар токи электронлар токидан етарлича кўпроқ. п соҳага пуркалган коваклар ҳосил қиладиган зарядни транзистор базасидаги коваклар концентрациялари фарқи орқали ифодалаш мумкин:

$$Q = qS \int_0^d [p(x) - p_n] dx \quad (3.64)$$

бу ерда d-база соҳаси кенглиги, p(x)-базага пуркалган коваклар концентрацияси, p_n-базадаги ковакларнинг мувозанатли концентрацияси. Базага пуркалган коваклар концентрацияси тақсимотини қуйидаги ифода ёрдамида ифодалаш мумкин:

$$p(x) = p_n + p_n \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{d-x}{Z_p} \quad (3.65)$$

у ҳолда концентрациялар фарқи

$$p(x) - p_n = p_n \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{d-x}{Z_p} \quad (3.66)$$

кўринишни олади. (3.66) ни (3.64) ифодага қўйиб қуйидагини оламиз:

$$\begin{aligned} Q &= qS \int_0^d p_n \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{d-x}{Z_p} dx = \\ &= qSp_n \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \int_0^d \exp \frac{d-x}{Z_p} dx \end{aligned} \quad (3.67)$$

(3.67) ифодага кирувчи интегрални ечиш учун, ўзгарувчиларни алмаштиришдан фойдаланамиз:

$$\frac{d-x}{Z_p} = u, \quad d-x = Z_p u, \quad -dx = Z_p du \quad (3.68)$$

у ҳолда

$$\int_0^d \exp \frac{d-x}{Z_p} dx = -Z_p \int_{\frac{d}{Z_p}}^0 \exp u du = -Z_p (1 - \exp \frac{d}{Z_p}) \quad (3.69)$$

ва заряд учун ифода қуйидаги кўринишни олади.

$$Q = -qSp_n \left(\exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) Z_p \left(1 - \exp \frac{d}{Z_p} \right) \quad (3.70)$$

Одатда, база соҳаси қалинлиги заряд ташувчиларнинг диффузион узунлигидан етарлича кичик $d \ll Z_p$, шу сабабли база соҳасига киритилган заряд катталигини ифодаловчи (3.70) муносабатни қуйидагича ёзиш мумкин:

$$Q = -qSp_n \left(\exp \frac{qU_3}{kT} - 1 \right) Z_p \quad (3.71)$$

Таърифга кўра, сиғим заряд ўзгаришининг шу ўзгаришини пайдо қилган кучланиш ўзгаришига нисбатига тенг, яъни

$$C = \frac{dQ}{dU} = \frac{q}{kT} \left(\frac{qSp_n Z_p^2}{Z_p} \right) \exp \frac{qU_3}{kT} \quad (3.72)$$

ёки уни қуйидаги кўринишда ифодалаш мумкин:

$$C \approx \frac{q}{kT} \left(qS \frac{D_p p_n}{Z_p} \right) \tau_p \exp \frac{qU_3}{kT} \quad (3.73)$$

Етарлича катта тўғри кучланишларда эмиттер токи

$$I_3 = I_s \exp \frac{qU_3}{kT}, \quad (3.74)$$

бу ерда

$$I_s = \frac{qD_p p_n}{Z_p} S \quad (3.75)$$

га тенглигини эътиборга олиб, эмиттер ўтиш диффузион сиғими учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$C_{\text{диф}} = \frac{q}{kT} I_s \tau_p \quad (3.76)$$

Частота ортиши билан эмиттер токининг бир қисми диффузион сиғим орқали ўтади. Сиғим орқали ўтадиган ток пуркаш натижасида ҳосил бўлган ток эмаслиги сабабли база соҳасида пуркалган заряд ташувчилар камаяди. Бу деган сўз, юқори частоталарда эмиттер самарадорлиги камаяди демакдир. Унда транзисторнинг иш самарадорлигига коллектор ўтишнинг тўсиқ сиғими янада кўпроқ таъсир кўрсатади.

Коллектор ўтишнинг тўсиқ сиғими. р-п ўтишга тескари кучланиш берилганда, р ва п соҳалар ўртасидаги потенциал тўсиқ баландлиги Φ_0 қўйилган qU кучланиш қийматига ортади. Бунда ҳажмий заряд соҳаси ҳам коллектор, ҳам база томонга кенгаяди (3.15-расм). Ҳам база ва ҳам коллектор соҳаларидаги ҳажмий заряд катталиги, эркин соҳаларидаги ҳажмий заряд катталиги, эркин заряд ташувчилар концентрацияси, мос соҳалар ҳажмий заряд қатлами қалинликлари L_n ва L_p ва р-п ўтиш юзаси S орқали ифодаланиши мумкин. База соҳаси мисолида буни қараб чиқамиз. Етарлича юқори температураларда база соҳасидаги заряд ташувчилар тўла ионлашган ва эркин заряд ташувчилар концентрацияси ионлашган киришма концентрациясига тенг $n=N_d$. Қўйилган тескари кучланиш таъсирида эркин заряд ташувчилар, бизнинг ҳолда электронлар коллектор соҳасининг ажралиш чегарасидан қайтади ва донор киришмалар билан компенсацияланмаган бўлади (штрихланган соҳа). Бу заряднинг катталигини қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$Q = qnSL \quad (3.77)$$

Агарда ўтишга ҳам доимий, ҳам синусоидал ўзгарувчан кучланиш берилган бўлса,

$$U = U_0 + U_1 \exp j\omega t = U_0 + U_{\sim} \quad (3.78)$$

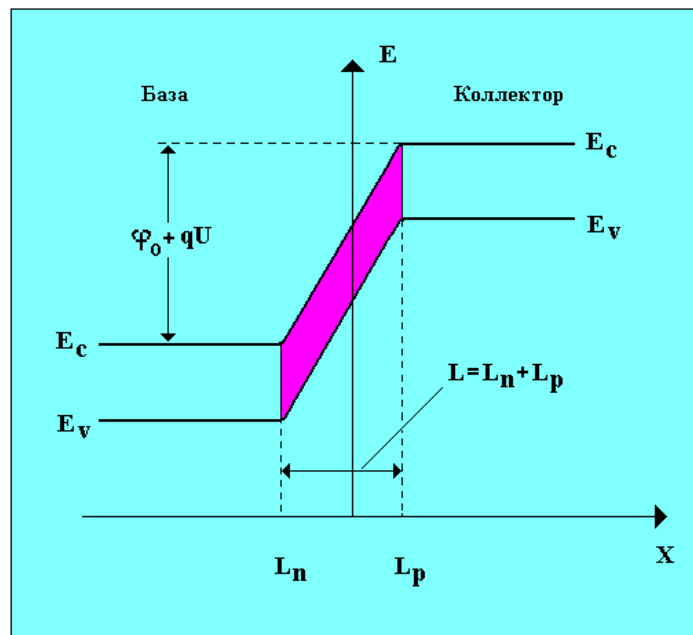
у ҳолда ўзгарувчан кучланиш туфайли содир бўладиган ҳажмий заряд катталигининг ўзгариши қуйидагича ёзилиши мумкин:

$$\frac{dQ}{dt} = qnS \frac{dL_n}{dt} \quad (3.79)$$

p-n ўтишдаги коллектор ва база соҳалари хажмий заряд қалинликлари $L=L_p+L_n$ орқали ифодаланган потенциал тушувини қуйидагича ёзамиз:

$$U = \frac{qn}{2\epsilon_0} L^2 \quad (3.80)$$

(3.80) ифодани вақт бўйича дифференциаллаб, кучланиш тушувининг вақт бўйича ўзгаришини аниқлаймиз:



3.15-расм. База-коллекторнинг p-n ўтиши энергетик диаграммаси.

$$\frac{dU}{dt} = \frac{qn}{\epsilon_0} L \frac{dL}{dt} \quad (3.81)$$

Кучланишнинг доимий ташкил этувчиси вақт бўйича ўзгармас эканлигини ҳисобга олиб, dU/dt учун ифодани қуйидаги кўринишда ёзамиз:

$$\frac{dU}{dt} = j\omega U_1 \exp j\omega t \quad (3.82)$$

(3.79) ва (3.81) ифодаларни (3.82) га қўйиб, база-коллекторнинг p-n ўтиши орқали оқиб ўтаётган ўзгарувчан ток учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$i(t) = \frac{dQ}{dt} = \frac{dQ}{dU} \frac{dU}{dt} = \frac{\varepsilon_0 S}{L} j\omega U_1 \exp j\omega t \quad (3.83)$$

Сўнгра дифференциал ўзгарувчанлик тушунчаси ёки di/dU , ўзгарувчан сигналдаги ўтказувчанликдан фойдаланиб, ўзгарувчан сигналда коллектор ўтиш ўтказувчанлиги иккита ҳад орқали ёзилишини кўрсатиш мумкин:

$$Y = \frac{di(t)}{dU_{\approx}} = G + j\omega C \quad (3.84)$$

Бу ҳадлардан бири p-n ўтишнинг омик $G=1/R$ қаршилиги, иккинчиси эса ўтиш сиғими C мавжудлиги билан тушунтирилади ва уларнинг ифодаларини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$Y_c = \frac{di(t)}{dU_{\approx}} = \frac{\varepsilon_0 S}{L} j\omega \quad (3.85)$$

$$C = \frac{\varepsilon_0 S}{L} \quad (3.86)$$

Тескари силжитилган ўтишда сиғим мавжудлиги, ўзгарувчан сигнал частотасининг ортиши билан, коллектор токининг аксарият катта қисми сиғим орқали ўтишига олиб келади. Транзисторнинг ишлаш тамойили пуркалган заряд ташувчилар коллектори қаршилиги модуляциясига асосланган. Токнинг сиғим ташкил этувчиси, модуляция чуқурлигининг камайишига ва мос равишда токнинг узатилиш коэффициентининг камайишига олиб келади. Транзисторнинг частотавий параметрларини қараб чиқишда коллектор ўтишнинг ҳажмий заряд соҳаси орқали пуркалган заряд ташувчиларнинг ўтиш вақтларини ҳисобга олиш зарур. Юпқа база ва кенг қатламли коллектор ўтишга эга бўлган транзисторларда, бу параметр етарлича катта бўлиши мумкин. Бу ҳол тескари силжитилган ўтишнинг ҳажмий заряди соҳаси орқали электронларнинг ўтказилишига рекомбинация ва қатлам ўтказувчанлигининг таъсири билан тушунтирилади. Бу жараёнларни батафсилроқ қараб чиқамиз. Ҳажмий заряд қатламида электронларнинг яшаш вақти τ_e бўлсин. Рекомбинация мавжуд бўлган ҳолда электронлар концентрацияси вақт бўйича экспоненциал камаяди. Шу сабабли, агар электроннинг ҳажмий заряд соҳасидан ўтиш вақти τ_0 бўлса, у ҳолда токнинг ўтказилиш коэффициенти, рекомбинацияларни ҳисобга олган ҳолда $\exp(-\tau_0/\tau_e)$ га тенг бўлади. $\tau_0 \ll \tau_e$ бўлганда рекомбинацияни эътиборга олмаслик мумкин ва экспонентани бирга тенг деб ҳисоблаш мумкин. Лекин $\tau_0 \gg \tau_e$ бўлса, рекомбинацион йўқотишлар сезиларли бўлади.

Энди ташқи электр занжиридаги токни аниқловчи ҳажмий заряд қатлами ўтказувчанлигининг ўзгаришини қараб чиқамиз. t_1 вақт моментида ҳажмий заряд қатлами орқали оқиб ўтадиган ток бу қатламга $t_1 - \tau_0$ вақт ичида кирган барча электронлар туфайли пайдо бўлсин. Ҳажмий заряд қатламига $t_1 - \tau_0$ вақт моментида илгарироқ кирган электронлар, ундан t_1 вақт моментида чиқади. Агар қаралаётган қатламга кираётган токни $I_1 \exp(j\omega t)$ орқали белгиласак, у ҳолда бу қатламдан чиқаётган ток ва бутун занжирда аниқловчи токни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$I_2(t_2) = \frac{I_1}{\tau_0} \int_{t_2 - \tau_0}^{t_2} \exp(j\omega t) dt \quad (3.87)$$

Кўрсатилган оралиқларда бу ифодани вақт бўйича интеграллаб, қуйидагини оламиз:

$$I_2(t_2) = \frac{I_1 \exp(j\omega t_2) (1 - \exp(j\omega \tau_0))}{j\omega \tau_0}, \quad (3.88)$$

бу ерда $I_1 \exp(j\omega t_2) - t_2$ вақт моментида база соҳасидан электронларнинг пуркалиш натижасида ҳосил бўладиган ток, $I_2(t_2) - t_2$ вақт моментида ташқи занжирдаги ток. I_2 ва I_1 катталиклар нисбатини олиб токнинг узатилиш коэффициенти қийматини оламиз:

$$\beta = \frac{I_2(t_2)}{I_1 \exp(j\omega t_2)} = \frac{1 - \exp(-j\omega \tau_0)}{j\omega \tau_0} \quad (3.89)$$

ёки таҳлил учун қулай кўринишда ёзамиз:

$$\beta = \exp\left(-\frac{j\omega \tau_0}{2}\right) \frac{2 \sin\left(\frac{\omega \tau_0}{2}\right)}{\omega \tau_0} \quad (3.90)$$

Олинган ифодадан кўринадик, $\omega \tau_0 / 2 \ll 1$ бўлган ҳолда ток узатилиш коэффициенти $\beta \approx 1$. Бу ҳолда барча пуркалган электронлар коллекторга етиб келади ва ташқи занжирдаги ток пуркалган токка тенг бўлади. $\omega \tau_0 / 2 = \pi$ да $\beta \approx 0$ ни оламиз, яъни кучланиш тебраниши даврига тенг вақтда пуркалган электронлар коллекторга етиб бормайди. Транзистор ишлаши мумкин бўлган чегаравий β - қийматини қуйидаги шартдан топиш мумкин:

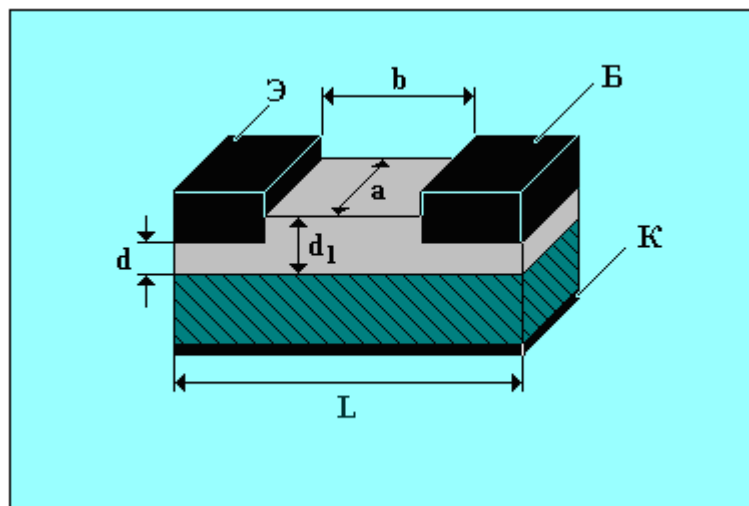
$$\beta = \frac{2 \sin \frac{\omega \tau_0}{2}}{\omega \tau_0} \approx 0,7 \quad (3.91)$$

База соҳасининг омик қаршилиги ва унинг геометрияси транзисторнинг частотавий хусусиятларига таъсир кўрсатиши мумкин. Бу таъсирни қараб чиқамиз. Транзисторнинг база токи етарлича катта қаршиликка эга бўлган тор база соҳаси орқали оқиб ўтади. Бу қаршиликнинг мавжудлиги биполяр (икки қутбли) транзисторда содир бўладиган траекторияларга таъсир кўрсатади. Хусусан, база қаршилигида потенциал тушуви эмиттер ўтишда силжиш ўзгаришига олиб келади. Базасининг фаол соҳаси қалинлиги d , кенглиги a ва узунлиги l базанинг фаол соҳаси ва база кириш клеммаси орасидаги узунлиги b , кенглиги a ва қалинлиги d_1 бўлган боғловчи қатламга эга бўлган транзистор тузилишини қараб чиқамиз (3.16-расмга қаранг). Транзисторнинг бундай тузилишида коллектор ўтишнинг юзаси базанинг фаол соҳаси ва боғловчи қатлам юзалари йиғиндисига тенг. Эмиттердан базага оқиб ўтувчи ток учун R қаршилик катталигини топамиз. Базанинг фаол соҳаси орқали оқиб ўтаётган токка бўлган қаршиликни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$R_1 = \frac{\rho l}{2da} \quad (3.92)$$

Боғловчи қатлам кўрсатадиган қаршилик

$$R_2 = \frac{\rho b}{ad_1} \quad (3.93)$$



3.16-расм. База соҳасининг геометрик ўлчамлари билан кўрсатилган транзистор тузилиши.

Умумий қаршилик:

$$R = \frac{\rho}{a} \left(\frac{l}{2d} + \frac{b}{d_1} \right) \quad (3.94)$$

База соҳасида тўла потенциал тушуви:

$$U = R_1^1 I_1 + R_2^1 I_2, \quad (3.95)$$

бу ерда $I_1 = j_k a l$ -фаол база қатлами орқали оқиб ўтаётган ток, $I_2 = j_k a b$ - боғловчи қатлам орқали оқиб ўтаётган ток. (3.93) ва (3.94) ифодалардан фойдаланиб, қуйидагини топамиз:

$$R_1^1 = R \frac{\rho}{a} \left(\frac{1}{2d} + \frac{b}{d_1} \right) \quad (3.96)$$

x кесим орқали оқиб ўтаётган ток $I_2(x)=j_k$, $x=b$ ҳолда эса $I_2(b)=j_k$ кўринишда ёзамиз. Бу ҳолда $I_2(x)$ ток учун dx узунликка эга бўлган боғловчи қатлам қаршилиги қуйидаги кўринишни олади:

$$dR_2 = \rho \frac{dx}{d_1 a} \quad (3.97)$$

Бундан потенцаил тушиши:

$$U_2^1 = \int_0^b I_2(x) dR = \frac{\rho b^2 j_k}{2d_1} \quad (3.98)$$

ва R_2^1 учун ифодаларни ҳосил қиламиз:

$$R_2^1 = \frac{U_2^1}{I_2 b} = \frac{b}{a} \frac{\rho}{2d_1} \quad (3.99)$$

Токлар ва кучланишлар учун олинган ифодани (3.95) га қўйиб:

$$U^1 = j_k \rho l \left(\frac{1}{2d} + \frac{b}{d_1} \right) + j_k \rho \frac{b^2}{2d_1} \quad (3.100)$$

ни топамиз.

(3.100) ифодадан фойдаланиб тўла база токи учун база соҳасининг самарали қаршилиги R_6 ни аниқлаймиз:

$$R_6 = \frac{U^1}{I_1 + I_2} = \frac{\rho l}{a(l+b)} \left(\frac{1}{2d} + \frac{b}{d_1} - \frac{b^2}{l} \frac{1}{2d_1} \right) \quad (3.101)$$

Бу ифода $l=a$ ҳолда қуйидаги кўринишни олади:

$$R_6 = \frac{a}{a+b} R + \frac{\rho b^2}{a(a+b)} \frac{1}{2d_1} \quad (3.102)$$

$d_1 \gg d$ эканлигини эътиборга олиб, (3.102) ифодада охирги қўшилувчини эътиборга олмаслик мумкин ва унда омик қаршиликлар нисбати қуйидагича ёзилади:

$$\frac{R_6}{R} = \frac{a+b}{a} \quad (3.103)$$

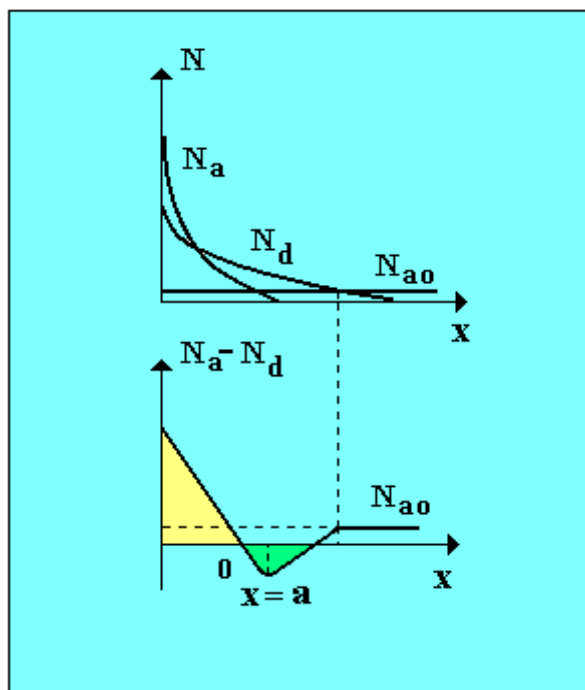
Транзисторларнинг турли тузилишларида бу нисбат бир неча бирлик қийматигача эришади ва биполяр (икки кутбли) транзисторлар база тоқларининг частотага кучли боғлиқлигини шу нисбат билан тушунтириш мумкин.

3.6. Дайдишли транзисторлар

Бикутбий транзисторнинг параметрларини қараб чиқишда база соҳасида киришмалар тақсимооти текис, базада электр майдони нолга тенг ва базага пуркалган заряд ташувчилар фақат диффузия туфайли коллекторга бориб етади деб ҳисобланади. Лекин, агарда транзистор базасида киришмалар концентрацияси градиенти ҳосил қилинса, бу ҳолда ҳосил бўладиган электр майдони асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг коллекторга томон ҳаракати тезлашади. Диффузион олиб ўтишга яна электр майдонидаги дайдиш ташувчилар қўшилади. Бу ўз навбатида транзисторнинг тез ҳаракатчанлигининг етарлича ортишига олиб келади, чунки базадан коллекторга ташувчиларнинг ўтказилиш вақти камаёди. База соҳасига электр майдони қўйилган транзисторларга-дайдишли транзистор дейилади. Дайдишли транзисторнинг ҳосил бўлиш механизмини қараб чиқамиз. Дастлабки яримўтказгич сифатида акцептор киришма концентрацияси N_{a0} . р-турдаги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичдан фойдаланайлик. Пластинканинг сирти мос равишда N_d ва N_a концентрацияли акцептор ва донор киришмалар диффузиялари ўтказилсин. Бу ҳолда донор аралашма диффузия коэффицентидан кичик, унинг сиртий концентрацияси катта бўлсин. Шу сабабли, диффузияда N_d донор киришма концентрацияси, масофа ўзгариши билан N_a акцептор киришма концентрациясидан тезроқ камаёди (3.17-расм). Агарда концентрация фарқининг яримўтказгич ичига кириш чуқурлигига боғлиқлигини чизсак (3.17-расм-а), у ҳолда яримўтказгичда учта турли соҳанинг ҳосил бўлиши кўринади. Бу лар п-турдаги ($x < 0$, $N_d - N_a > 0$), р-турдаги ($0 < x < x_1$, $N_d - N_a < 0$) ва п-турдаги ($x > x_1$, $N_d - N_a > 0$) соҳалардир. $N_d \gg N_a$ шарт бажарилганда, киришмалар тақсимоотини тахминан 3.18-расмда кўрсатилган кўринишда тасвирлаш мумкин. Бу расмдан кўринадики, заряд ташувчилар база соҳасининг қалинлиги бўйлаб нотекис тақсимланган: эмиттер яқинида киришмалар концентрацияси коллектор яқинидагидан кўп.

Киришмалар концентрациясининг бундай тақсимооти натижасида ковак ва электронларнинг қарама-қарши йўналган диффузион оқимлари юзага келади, бу эса ўз навбатида транзисторнинг база соҳасида электр майдонининг пайдо бўлишига олиб келади. Электр майдони то кейинги диффузия ва зарядлар ажралишининг тўсқинлик қила оладиган қийматга етгунча ортади. Мувозанат ҳолатида токнинг диффузион ва дайдишли ташкил этувчилари бир-бирини компенсациялайди ва натижавий ток нолга тенг бўлади:

$$j_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx} = 0 \quad (3.104)$$



3. 17-(а)-расм. Дайдишли транзисторнинг база соҳасида киришма концентрацияларининг тақсимооти.

Бу ҳолда киритилган электр майдон кучланганлиги қуйидаги ифода орқали ёзилади:

$$E = - \frac{D_n}{n\mu_n} \frac{dn}{dx} \quad (3.105)$$

Келтирилган ифодадан кўринадики, транзисторнинг база соҳасидаги киришма концентрациялари градиенти dn/dx қанчалик катта бўлса, киритилган электр майдони катталиги шунча катта бўлади. Дайдишли транзисторнинг база соҳасидаги киришмалар тақсимотини экспоненциал функция орқали ифодалаш мумкин:

$$N = N_0 \exp(ax) \quad (3.106)$$

Экспонента даражасидаги a доимий катталик қийматини база-коллекторнинг ажралиш соҳаси яқинида, яъни $x=x_1$ да, транзистор базасидаги киришмалар

концентрацияси орқали ифодалаш кулайдир (3.17-расмга қаранг). $x=d$, d эса база соҳаси қалинлиги эканлигини ҳисобга олиб, $x=d$ да $N = N_k$ деб ҳисоблаймиз. (3.106) ифодадан

$$a = \frac{1}{d} \ln \frac{N_{\text{э}}}{N_k} \quad (3.107)$$

Юқори температураларда ионлашган донор киришмалар концентрацияси эркин заряд ташувчилар концентрациясига тенг $n=N$ ва шу сабабли $dn/dx=aN$. Шундан сўнг (3.105) ифодадан фойдаланиб, дайдишли транзисторнинг базасидаги электр майдон кучланганлигини топамиз:

$$E = \frac{kT}{q} \frac{1}{d} \ln \frac{N_{\text{э}}}{N_k} \quad (3.108)$$

Олинган ифодадан кўринадики, транзистор базасида электр майдон кучланганлиги бутун база қалинлиги бўйича доимий бўлиб, унинг қиймати эмиттердаги $N_{\text{э}}$ ва коллектордаги N_k ларга боғлиқ. Киришмалар концентрациялари катталикларига боғлиқ бўлади. База қалинлиги $d=2$ мкм, эмиттер яқинидаги киришмалар концентрацияси $N_{\text{э}}=2 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, коллектор яқинидаги киришмалар концентрацияси $N_k=2 \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$ бўлсин. У ҳолда 300° К температурада транзистор базасидаги киритилган майдон кучланганлиги $E=600 \text{ В/см}$ га тенг бўлади. Транзисторнинг эмиттер ва коллектор ўтишлари орасидаги потенциаллар фарқи электронларнинг коллекторга ўтишини тезлаштирувчи майдон билан характерланади:

$$\phi = Ed = 600 \cdot 2 \cdot 10^{-4} = 0,12 \text{ В.}$$

Базага пуркалган электр ташувчилар (бизнинг ҳолда электронлар) нинг коллекторгача дайдиш вақтини t_1 билан белгилаймиз. У ҳолда база соҳаси қалинлигини (d), электронларнинг дайдиш тезлиги v ($v=\mu_n E$) ни ҳисобга олиб, дайдиш вақтини қуйидагича ифодалаш мумкин:

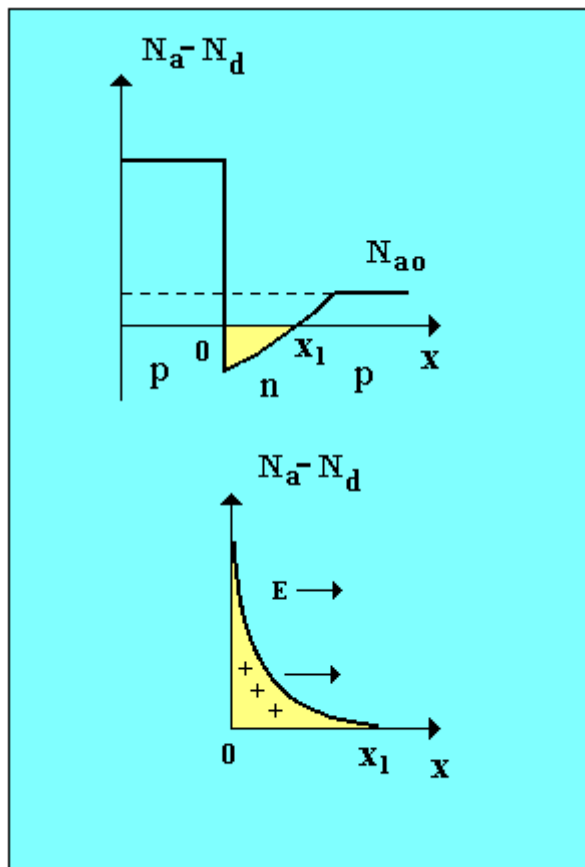
$$t_1 = \frac{d}{v} = \frac{d}{\mu_n E} \quad (3.109)$$

ёки Эйнштейн формуласидан фойдаланиб ва электронлар диффузияси коэффиценти (D_n) тушунчасидан фойдаланиб:

$$t_1 = \frac{dkT}{2D_n} \frac{1}{E} \quad (3.110)$$

муносабатни оламиз. Заряд ташувчиларнинг база соҳаси орқали диффузия туфайли ўтиши учун зарур бўлган t_2 вақт қуйидаги муносабатдан топилади:

$$t_2 = \frac{d^2}{2D_n} \quad (3.111)$$



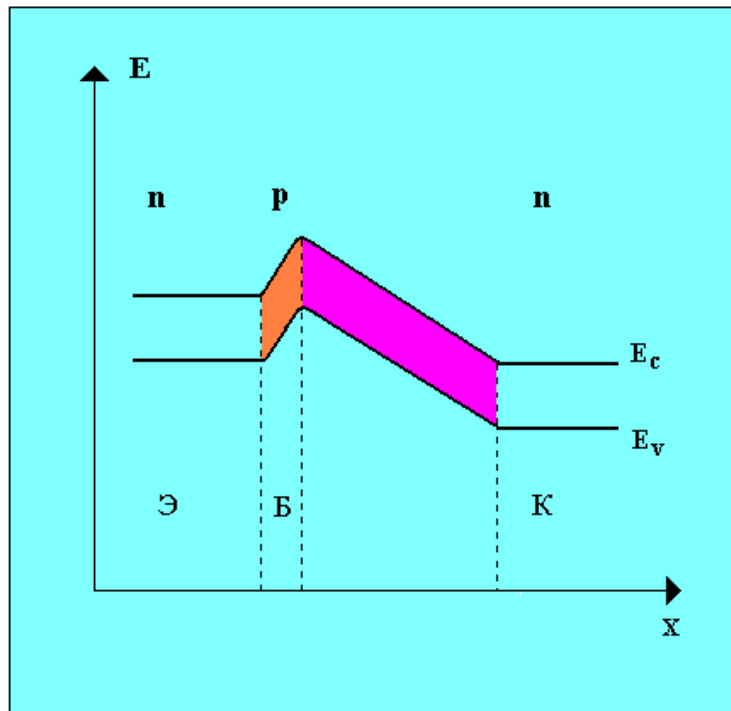
3.18-расм. Дайдишли транзисторда киришмалар концентрациялари фарқи тақсимои.

бу ердан дайдиш ва диффузия вақтлари нисбати келиб чиқади:

$$\frac{t_1}{t_2} = \frac{2kT}{d} \frac{1}{E} \quad (3.112)$$

Келтирилган муносабатдан кўринадики, киритилган электр майдони мавжуд бўлганда базага пуркалган заряд ташувчилар коллекторгага бўлган масофани $2kT/Ed$ марта тезроқ босиб ўтади. Бу эса транзистор ишлаши мумкин бўлган частотани оширишга олиб келади. Лекин транзистор иш тезлигини оширишда киритилган электр майдонига физик чекланишлар мавжуд. Киритилган электр майдони кучланганлигини ошириш учун база соҳасида киришмалар концентрациясини ошириш керак. Лекин юқорида кўрсатиб ўтилганидек, базадаги киришмалар концентрациясининг ортиши, эмиттер ўтиши самарадорлигининг камайишига олиб келади. Бундан ташқари, база соҳасининг бошланғич қисмида қарама-қарши ишорали киришма концентрацияси градиенти мавжуд бўлган қисм, $0 < x < a$ - қисм мавжуд (3.17а-расмга қаранг). Демак, бу қисмда киритилган электр майдони базага пуркалган электронлар учун тормозловчи (тўхтатувчи) кучланиш катталигича ортади. Умумий ҳолда, дайдиш транзисторларининг тезкорлиги дайдишсиз транзисторлар тезкорлигидан 2-3 даражага катта бўлади. п-р-п туридаги дайдиш транзисторининг энергетик зонаси диаграммаси 3.19-

расмда келтирилган. Дайдиш транзисторларининг частотавий боғланишларини таҳлил қилишда, хусусан база соҳасининг омик қаршилиги учун ҳисоблаш муносабатларини келтириб чиқаришда база солиштирма қаршилигининг бир жинсли эмаслигини эътиборга олиш керак.



3.19-расм. Дайдишли n-p-n транзисторнинг энергетик диаграммаси.

База соҳасидаги киришма концентрацияси тақсимои кесими, база қаршилиги турлича бўлади, ҳамда ҳам фаол, ҳам пасив соҳаларда ҳақиқатан ҳам қалинлиги d ва кўндаланг кесим юзаси S бўлган яримўтказгич қатламининг қаршилиги қуйидагича ёзилади: $R = \rho d / S$. $\delta = 1 / \rho = q N \mu_n / d S$ - ўтказувчанлик тушунчасидан фойдаланиб, R қаршилик катталигини қуйидагича ифода қиламиз:

$$R = \frac{d^2}{q N \mu_n} \quad (3.113)$$

Агар μ ва N ларнинг катталиги координата бўйича ўзгарса, яъни $\mu = \mu(x)$ ва $N = N(x)$ бўлса, ўтказувчанлик учун ифода қуйидаги кўринишни олади:

$$\frac{1}{R} = q \int_0^d \mu(x) N(x) dx \quad (3.114)$$

(3.114) ифодага (3.106) ни қўйиб ва координата бўйича заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги чизиқли қонуният бўйича ўзгаради деб ҳисоблаб, қаралаётган қатлам узунлиги бўйича интеграллаб, дайдиш транзистори қаршилиги учун ифодани оламиз.

3.7. Транзистор параметрларининг температуравий боғланиши

Транзистор параметрларининг температуравий боғланиши заряд ташувчилар концентрацияларининг температуравий боғланиши, ҳаракатчанлиги, яшаш вақти ва $p-n$ ўтишлар орасидаги потенциал тўсик баландлиги билан аниқланади. Транзисторнинг база соҳаси қаршилигининг катталиги дастлабки материалнинг электр ўтказувчанлиги билан аниқланади. Шу сабабли, транзистор базасининг электр ўтказувчанлиги, масалан $p-n-p$ турдаги транзистор учун заряд ташувчилар электронлар ва коваклар концентрацияси ва уларнинг ҳаракатчанлигига боғлиқ бўлади:

$$\sigma = en\mu_n + ep\mu_p \quad (3.115)$$

Яримўтказгичда эркин заряд ташувчилар концентрацияси асосий материал ва киришма атомларининг ионлашиш даражасининг функцияси ҳисобланади. Асосий материал ва киришма атомлари билан аниқланадиган концентрацияларининг температуравий боғланишлари турлича. Шу сабабли, ҳаракатчанликни доимий деб ҳисоблаб, тўла электр ўтказувчанликни куйидагича ифодалаш мумкин:

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta E_0}{2kT}\right) + \sigma_1 \exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) \quad (3.116)$$

бу ерда σ_0 -асосий материал атомлари ионлашиши билан характерланадиган ўтказувчанлик, σ_1 -киришма марказлари атомларининг ионлашиши билан характерланадиган ўтказувчанлик, ΔE_0 -яримўтказгичнинг таъқиқланган зонаси кенлиги, ΔE -киришмаларнинг ионлашиш энергияси. Заряд ташувчилар ҳаракатчанлигининг температуравий боғланишини ҳисобга олишда, σ_0 ва σ_1 катталиклар температура функциялари бўлади. Ҳаракатчанликнинг температуравий боғланиши, заряд ташувчиларнинг сочилиш механизми орқали аниқланади. Агар заряд ташувчиларнинг сочилиши панжаранинг иссиқлик тебраниларида содир бўлса, ҳаракатчанликнинг температуравий боғланиши $\mu \approx T^{-3/2}$ қонуниятга бўйсунди. Сочилишнинг аралаш механизмларида, ҳаракатчанликнинг температуравий боғланиши ҳолати киришманинг тури ва концентрациясига боғлиқ бўлган максимумга эга бўлади.

Кремнийли асосда тайёрланган транзисторлар учун база соҳаси қаршилигининг температуравий боғланиши ҳам максимум орқали ўтади.

База токини ўтказиш коэффицентининг температуравий боғланиши. База токининг ўтказилиш коэффицентини келтириб чиқаришда (3.29) кичик частоталарда ўтказиш коэффиценти $1-(d/Z_n)^2$ катталиқка пропорционал бўлади. Заряд ташувчиларнинг диффузион узунлиги $Z_n = \sqrt{D_n \tau_n}$ (аниқлик учун электронлар) температурага боғлиқ бўлади. Температура ортиши билан

$D_n=(kT/q) \mu_n$ катталиқ ҳаракатчанлиқ камайиши туфайли камаяди, бу эса база токининг камайишига олиб келади.

Коллектор ўтиш токининг температуравий коэффиценти. База эмиттердан пуркалган заряд ташувчилар пуркалиши чоғида коллектор ўтиш токи коллекторга етиб келган, пуркалган заряд ташувчилар сони билан аниқланади: $I_k = \alpha I_e + I_{k0}$. Пуркалиш бўлмаганда ($I_e=0$) коллектор ўтиш токи тескари силжитилган р-п ўтишнинг иссиқлик токи билан характерланади. Бу ток коллекторнинг ҳажмий заряди қатламидаги заряд ташувчиларнинг иссиқлик генерацияси тезлиги орқали аниқланади. Иссиқлик генерацияси натижасида ҳосил бўлган электрон-ковак жуфти коллекторли ўтиш электр майдони орқали ажралади. Бу ҳолда коваклар коллекторнинг п соҳасига ўтади (п-р-п туридаги транзистор қаралмоқда), электронлар эса базанинг р соҳасига ўтади. Бирлиқ вақт ичида генерацияланган заряд ташувчилар сони $\exp(-E_g/2kT)$ катталиқка пропорционал бўлганлиги сабабли, иссиқлик генерацияси токи ҳам температуранинг экспоненциал функцияси ҳисобланади. Буни батафсилроқ қараб чиқамиз. Коллектор ўтишига тескари кучланиш берилганда ($-U_k$) ва эмиттер томонидан пуркаш бўлмаганда, коллектор орқали оқиб ўтадиган ток қуйидаги тенглама ёрдамида ёзилади:

$$j = q \left(\frac{n_p D_n}{Z_n} + \frac{p_n D_p}{Z_p} \right) \left(\exp \frac{-qU_k}{kT} - 1 \right) \quad (3.117)$$

Коллектордаги кучланиш 5-7 вольтдан катта бўлганда (3.117) тенгламадаги экспонентани ўз ичига олган ҳаднинг кичиклиги учун, уни эътиборга олмаслиқ мумкин. (3.117) тенгламага кирувчи ковак ва электронлар концентрациясини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$n_p = N_c \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad \text{ва} \quad p_n = N_v \exp\left(\frac{E_g}{kT}\right), \quad (3.118)$$

бу ерда N_c ва N_v -мос равишда ўтказувчанлиқ ва валент зоналардаги ҳолатларнинг эффектив зичлиги, E_g -фойдаланилган яримўтказгичнинг тақиқланган зонаси кенглиги. (3.118) ифодани (3.117) тенгламага қўйиб, коллектор ўтиши тескари токининг температуравий боғланиши учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$j = q \left(\frac{N_c D_n}{Z_n} + \frac{N_v D_p}{Z_p} \right) \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (3.119)$$

ёки

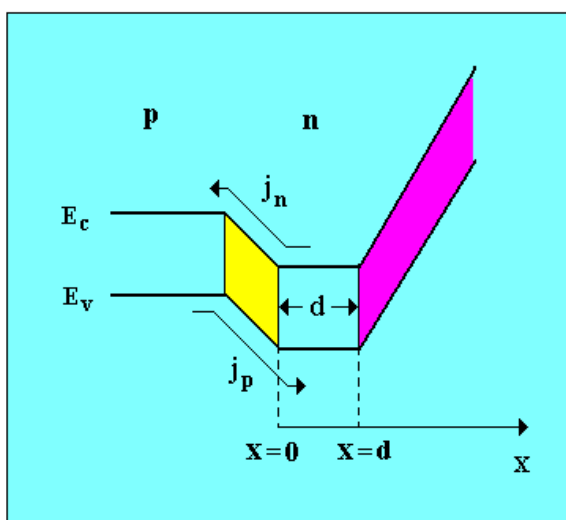
$$j = F(T) \exp\left(-\frac{E_g}{kT}\right) \quad (3.120)$$

Бу ифодада $F(T)$ функциянинг температурвий боғланишини экспоненциал ҳадга нисбатан эътиборга олмаслик мумкин. Бундай яқинлашишда коллектор токи температуранинг экспоненциал функциясидир.

Эмиттер ва коллектор ўтишлар сиғимларининг температурвий боғланиши. Агарда ўтишга қўйилган кучланиш диффузион потенциал билан бир хил тартибда бўлса, ўтиш сиғими температурага боғлиқ бўлади. Транзисторнинг эмиттер ўтишига нисбатан кичик тўғри кучланиш қўйилиши сабабли, эмиттер ўтишининг диффузион сиғими температурага етарлича кучли боғлиқ бўлади. Бу боғланишни қараб чиқамиз. Эмиттер ўтишига тўғри кучланиш қўйилганда, у орқали тўғри ток ўтади (3.20-расмга қаранг). Бу ток p соҳадан n соҳага коваклар ва n соҳадан p соҳага электронлар пуркалиши ҳисобига пайдо бўлади. Кескин p^+ - n ўтишда, соҳага пуркалган коваклар ҳосил қиладиган зарядни, транзистор базасидаги ковакларнинг $p(x) - p_n$ концентрациялари фарқи орқали ифодалаш мумкин:

$$Q = qS \int_0^d [p(x) - p_n] dx \quad (3.121)$$

бу ерда d -база соҳаси кенглиги, $p(x)$ -базага пуркалган коваклар концентрацияси, p_n -базадаги ковакларнинг мувозанатли концентрацияси.



3.20-расм. p - n ўтиш орқали оқиб ўтаётган тўғри токнинг ташкил этувчилари.

Базага пуркалган ковакларнинг концентрацияларининг тақсимооти қуйидаги ифода ёрдамида аниқланиши мумкин:

$$p(x) = p_n + p_n \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{d-x}{Z_p} \quad (3.122)$$

у ҳолда концентрациялар фарқи қуйидагича кўринишни олади:

$$p(x) - p_n = p_n \left(\exp \frac{qU}{kT} - 1 \right) \exp \frac{d-x}{Z_p} \quad (3.123)$$

(3.122) ва (3.123) ифодаларни (3.121) муносабатга қўйиб, базага пуркалган коваклар ҳосил қиладиган заряд учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$\begin{aligned} Q &= qS \int_0^d p_n \left(\exp \frac{qU_{\varphi}}{kT} - 1 \right) \exp \frac{d-x}{Z_p} dx = \\ &= qSp_n \left(\exp \frac{qU_{\varphi}}{kT} - 1 \right) \int_0^d \exp \frac{d-x}{Z_p} dx \end{aligned} \quad (3.124)$$

(3.124) ифодага кирувчи интегрални ечиш учун ўзгарувчиларни алмаштиришдан фойдаланамиз:

$$\frac{d-x}{Z_p} = u, \quad d-x = Z_p u, \quad -dx = Z_p du \quad (3.125)$$

у ҳолда

$$\int_0^d \exp \frac{d-x}{Z_p} dx = -Z_p \int_{\frac{d}{Z_p}}^0 \exp u du = -Z_p (1 - \exp \frac{d}{Z_p}) \quad (3.126)$$

ва заряд учун ифода қуйидаги кўринишни олади:

$$Q = -qSp_n \left(\exp \frac{qU_{\varphi}}{kT} - 1 \right) Z_p \left(1 - \exp \frac{d}{Z_p} \right) \quad (3.127)$$

База соҳаси қалинлиги одатда заряд ташувчиларнинг диффузион узунлигидан етарлича кичик $d \ll Z_p$, шу сабабли база соҳасига киритилган заряд учун ёзилган (3.127) ифода қуйидаги кўринишга келади:

$$Q = -qSp_n \left(\exp \frac{qU_{\varphi}}{kT} - 1 \right) Z_p \quad (3.128)$$

Таърифга кўра, сиғим бу заряд ўзгаришининг шу ўзгариш юзага келтирувчи кучланиш ўзгаришига нисбатидир:

$$C = \frac{dQ}{dU} = \frac{q}{kT} \left(\frac{qSp_n Z_p^2}{Z_p} \right) \exp \frac{qU_{\varphi}}{kT} \quad (3.129)$$

ёки уни қуйидаги кўринишда ёзиш мумкин:

$$\frac{q}{kT} \left(qS \frac{D_p p_n}{Z_p} \right) \tau_p \exp \frac{qU_{\varphi}}{kT} \quad (3.130)$$

Етарлича катта тўғри кучланишларда эмиттер токи

$$I_{\text{э}} = I_s \exp \frac{qU_{\text{э}}}{kT} \quad (3.131)$$

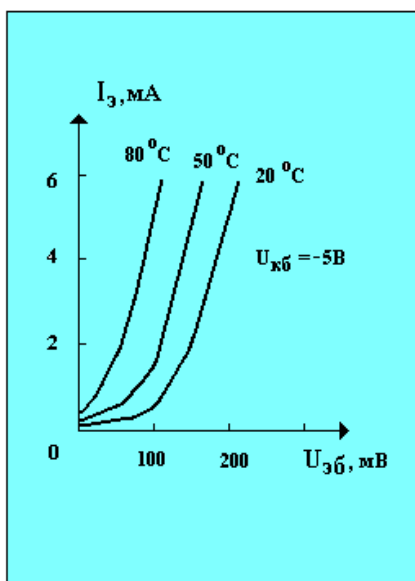
га тенг,бу ерда

$$I_s = \frac{qD_p p_n S}{Z_p} \quad (3.132)$$

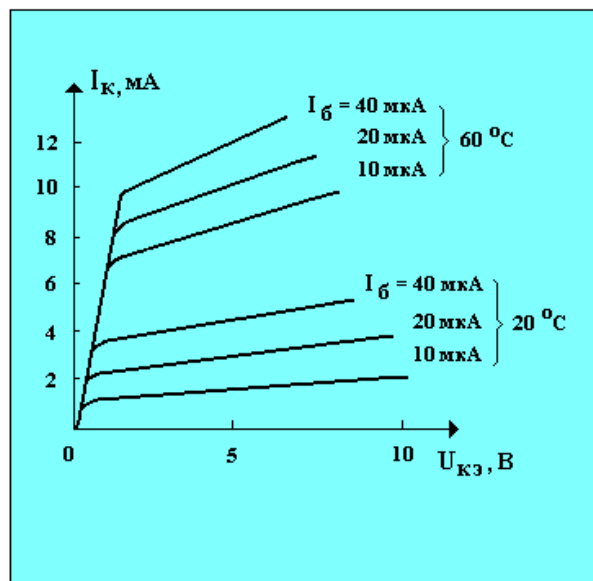
эканлигини эътиборга олиб эмиттер ўтишининг диффузион сиғими учун куйидаги ифодани оламиз:

$$C_{\text{диф}} = \frac{q}{kT} I_{\text{э}} \tau_p \quad (3.133)$$

Келтирилган муносабатдан кўринадики, эмиттер ўтишнинг диффузион сиғими тўғри ток катталигига, асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг яшаш вақтига тўғри пропорционал ва ўтиш температурасига тескари пропорционал. қараб чиқилган боғланишлардан, транзисторлар характеристикаларининг (тавсифларининг) температура ўзгариши билан, сезиларли ўзгариши келиб чиқади.(1.21 а в 3.21б-расмларга қаранг).



3.21-расм. Кам қувватли транзистор кириш характеристикаларининг температурвий боғланишлари



3.22-расм. Кам қувватли транзистор чиқиш. характеристикаларининг температурвий боғланишлари

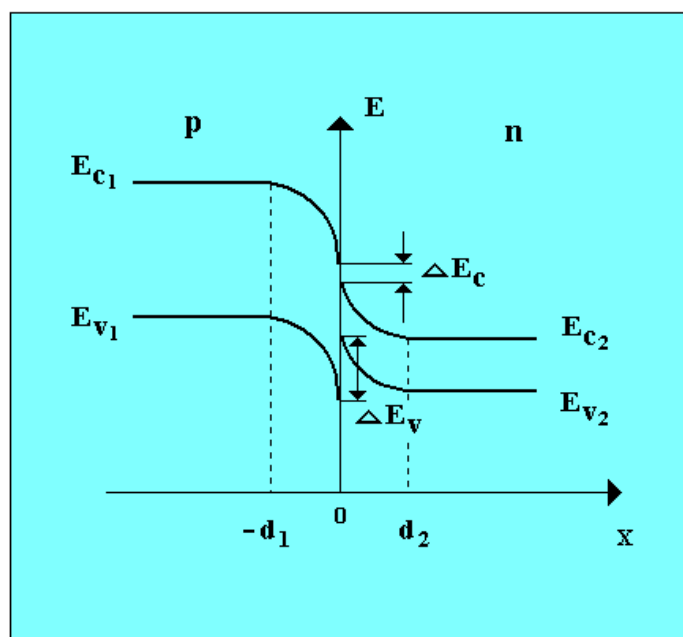
Мисол тариқасида 3.21-расмда камқувватли, паст частотали транзисторнинг турли температураларда олинган кириш характеристикалари келтирилган. Расмдан кўринадики, айти бир тўғри кучланишда эмиттер ўтиши орқали оқиб ўтаётган ток температура ортиши билан ортади. 3.22-расмда умумий эмиттер схемасида уланган транзисторнинг иккита турли температураларда (20⁰ С ва 60⁰ С) олинган чиқиш характеристикалари

(тавсифлари) келтирилган. Расмдан кўринадики, база токи ва транзистор электронларидаги кучланиш ўзгармас бўлган ҳолда температура ортиши билан коллектор токи кучли ортади. Шунини таъкидлаш лозимки, база ва эмиттер орасидаги кучланиш доимий бўлган ҳолда бикутбий транзисторларнинг чиқиш характеристикалари (тавсифлари) температурага етарлича боғлиқ бўлар экан.

3.8. Гетероўтишли транзисторлар

р-п ўтиш ишини таҳлил қилганда (1.Бобга қаранг) биз иккита бир хил яримўтказгич контакти ёки турли киришмалар киритилган якка монокристалл яримўтказгичдан ҳосил қилинган р-п ўтишни қараб чиқдик. Якка кристалл панжаранинг р ва п соҳалар ажралиш чегараларининг ҳар икки томонида бир хил таъқиқланган зонанинг турли кенгликлариغا эга бўлган ярим ўтказгичлар жойлашади. Бундай ўтишларга гетероўтишлар номини олди. Агарда р-п ўтиш иккита турли яримўтказгич контактида ҳосил қилинган бўлса, у ҳолда р ва п соҳалар ажралиш чегараларининг ҳар иккала томонида таъқиқланган зонанинг турли кенгликлариغا эга бўлган ярим ўтказгичлар жойлашади. Бундай ўтишлар гетеро ўтишлар дейилади. Гетеро ўтишларни $CdTe-CdSe$, $Ge-GaAs$, $GaAs-GaAs_xP_{x-1}$ каби жуфт яримўтказгичлардан фойдаланиб ҳосил қилиш мумкин. Киришмалар концентрацияси қийматлари ва турига боғлиқ равишда ҳар иккала яримўтказгич бир хил турдаги ўтказувчанлик (изотурдаги гетероўтиш) ёки турли хилдаги ўтказувчанлик (анизотурли гетероўтиш) га эга бўлиши мумкин. Мисол тариқасида 3.23-расмда п-турдаги ўтказувчанликка эга бўлган кенг зонали ва р-турдаги ўтказувчанликка эга бўлган тор зонали яримўтказгичлар контактида ҳосил қилинган анизотроп гетероўтишнинг энергетик зоналар диаграммаси келтирилган. Расмдан кўринадики, бундай яримўтказгичлар контактида, р ва п соҳаларнинг ажралиш чегарасида, ΔE_c -ўтказувчанлик ва ΔE_v -валент зоналарида, контактдаги яримўтказгичлар таъқиқланган зоналарининг турлича эканлиги билан боғлиқ узилишлар юзага келади.

Ҳар бир пайдо бўлган узилишлар катталигини, контактдаги яримўтказгичлар ажралиши чегарасидаги электр индукцияси векторининг нормал ташкил этувчиси узлуксизлиги шартидан топиш мумкин. Фараз қилайлик, яримўтказгичда n_0 ва p_0 концентрацияларга эга бўлган донор ва акцептор киришмалар мавжуд деб фараз қиламиз. Бу киришмалар хона температурасида тўла ионлашган бўлсин. Гетероўтиш ҳосил бўлганда, ҳар иккала яримўтказгичда камбағаллашган ҳажмий заряд қатламлари ҳосил бўлади. р ва п соҳаларда электронлар ва коваклар потенциал энергияларини ҳисоблаш учун 2-бобдаги натижалардан фойдаланамиз (2.1. бўлимга қаранг).



3.23-расм. p соҳасида кенг зона мавжуд бўлган анизотроп гетеро ўтишнинг энергетик зона диаграммаси.

Гетероўтиш ҳолида ҳар иккала яримўтказгич диэлектрик сингдирувчанлигини ҳисобга олган ҳолда p соҳа учун

$$\varphi_1(x) = \varphi_{01} + \frac{q^2 p_0}{2\epsilon_1 \epsilon_0} (x + d_1)^2 \quad (3.134)$$

ифодани ва n соҳа учун

$$\varphi_2(x) = \varphi_{02} - \frac{q^2 n_0}{2\epsilon_2 \epsilon_0} (x - d_2)^2 \quad (3.135)$$

ифодаларни ёзиш мумкин. Бу ерда φ_{01} ва φ_{02} - $x = -d_1$ ва $x = d_2$ ҳолларда потенциалларнинг қийматлари (3.23-расмга қаранг). Сўнгра, ажралиш чегарасида электр индукцияси векторининг нормал ташкил этувчиси узлуксизлиги шартидан фойдаланамиз:

$$\epsilon_1 \frac{d\varphi_1}{dx} = \epsilon_2 \frac{d\varphi_2}{dx} \quad (3.136)$$

(3.134) ва (3.135) ифодаларни (3.136) га қўйиб, қуйидагини оламиз:

$$\frac{d_1}{d_2} = \frac{n_0}{p_0} \quad (3.137)$$

$x=0$, яъни потенциал қийматини ажралиш чегарасида қараб

$$\varphi_1(0) - \varphi_{01} = \frac{q^2 p_0}{2\epsilon_1 \epsilon_0} d_1^2 \quad \text{ва} \quad (3.138)$$

$$\varphi_{02} - \varphi_2(0) = \frac{q^2 n_0}{2\varepsilon_2 \varepsilon_0} d_2^2 \quad (3.139)$$

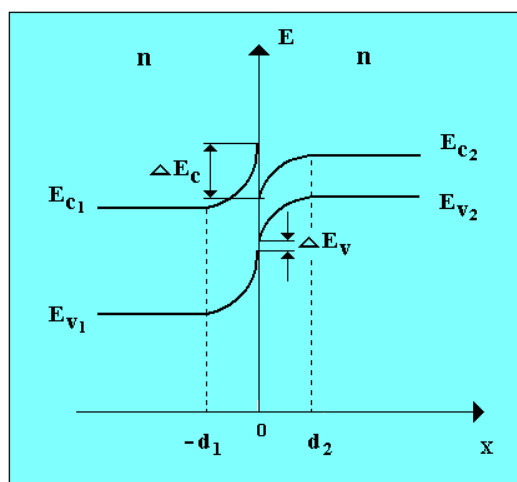
лар ҳосил қиламиз.

(3.138) ва (3.139) ифодаларни (3.136) муносабатга қўйиб, гетероўтишнинг p ва n соҳалари ажралиш чегарасида заряд ташувчилар потенциал энергиялар нисбати ва потенциал тўсиқнинг тўла баландлигини оламиз:

$$\frac{\varphi_{01}}{\varphi_{02}} = \frac{n_0 \varepsilon_2}{p_0 \varepsilon_1} \quad \text{ва} \quad (3.140)$$

$$\varphi = \frac{q^2}{2\varepsilon_0} \left(\frac{n_0 d_2^2}{\varepsilon_2} + \frac{p_0 d_1^2}{\varepsilon_1} \right) \quad (3.141)$$

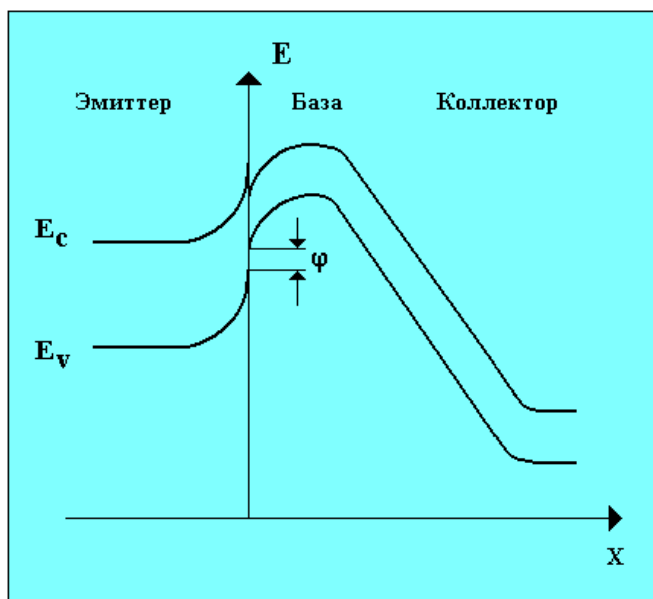
Олинган муносабатлар, ҳар иккала яримўтказгич гетероўтишлари потенциаллари тақсимооти, энергетик зоналар эгилиши ва ҳажмий заряд қатлами кенглигини аниқлаш имконини беради. 3.24-расмда кенг ва тор зонали n турдаги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгич контактида ҳосил қилинган изотурдаги гетероўтиш энергетик зона диаграммаси кўрсатилган. Ҳар бир яримўтказгич ҳажмий заряди соҳасидаги потенциал тақсимооти ва зоналарнинг энергетик узилишлари катталиклари анизотурдаги гетероўтишлар ҳолидагига ўхшаш усулда аниқланади. Анизотурдаги гетероўтишлардан транзисторлар тайёрлашда фойдаланилади. Бу қуйидаги билан асослангандир. Оддий гетероўтишларда тўғри кучланиш берилган ҳолда, ўтишнинг ҳар иккала соҳасида асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг пуркалиши содир бўлади. Электронлар n соҳадан p соҳага пуркалади, коваклар эса мос равишда p соҳадан n соҳага пуркалади. Лекин транзисторнинг ишлаши учун фақат бир турдаги ташувчиларнинг пуркалиши муҳим роль ўйнайди.



3.24-расм. Изотурдаги гетероўтишнинг энергетик зоналар диаграммаси.

Бир томонга пуркалишга эришиш учун транзисторнинг эмиттер соҳаси база соҳасига нисбатан кучлироқ легирланади. Лекин бу ҳолда коллектор

Ўтишда тескари кучланишнинг ортиши кучсиз легирланган база соҳасидаги ҳажмий заряд қатламининг кенгайишига ва коллектор ҳамда эмиттер кучланишлари орасидаги манфий тескари боғланишнинг ортишига олиб келади. Бу самаралар гетероўтишли транзисторлар тузилиши ёрдамида бартараф қилиниши мумкин. Эмиттер гетероўтишига эга бўлган n-p-n турдаги транзисторнинг энергетик зоналар диаграммаси 3.25-расмда келтирилган. Бу ерда эмиттер сифатида (p-GaAs) базали ва (n-GaAs) коллекторли яримўтказгичга нисбатан кенгроқ таъқиқланган зонага эга бўлган яримўтказгич ($\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$) олинган.



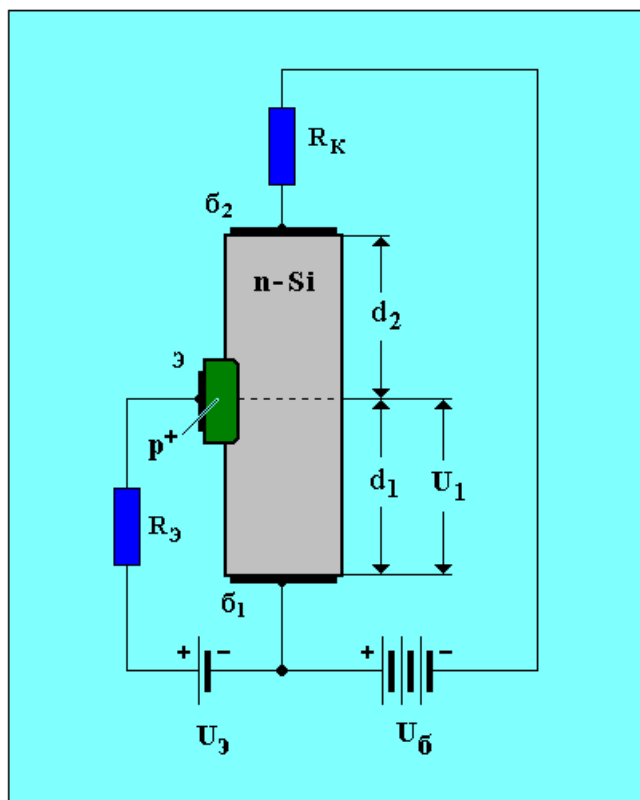
3.25-расм. Эмиттерли гетероўтишга эга бўлган n-p-n туридаги транзистор энергиясининг зона диаграммаси.

Бундай ўтишда эмиттернинг электронлар учун потенциал тўсиқ, базадаги коваклар учун мавжуд бўлган потенциал тўсиқдан етарлича кичик. Натижада, эмиттер ўтишга тўғри силжиш кучланиши берилган чоғда, фақат электронларнинг эмиттердан базага пуркалиши кузатилади, чунки база соҳасидаги коваклар қўшимча потенциал тўсиқни енгиб ўта олмайди.

3.9. Бир ўтишли транзисторлар

Кўп ҳолларда икки базали диод деб аталадиган бирўтишли транзисторлар ўртасида p-n ўтиш ва чеккаларида 2 та омик контакт бўлган яримўтказгичли пластинкадан иборат. Бир ўтишли транзисторнинг энг содда тузилиши 3.26-расмда кўрсатилган. Бу ерда b_1 ва b_2 –n турдаги ўтказувчанликка эга яримўтказгичнинг омик контактлари, p^+ н соҳага тўғриловчи контакт, яъни тўғри йўналишда уланган бошқарувчи p-n ўтиш, R_3 ва R_6 –эмиттер ва базанинг юкланиш қаршиликлари. Агар бир ўтишли

транзисторнинг базаларига U_6 кучланиш уланса, у ҳолда кристаллнинг базалар орасидаги қисми орқали I_3 ток ўтади.



3.26-расм. Бир ўтишли транзисторнинг уланиш схемаси

Бу ток яримўтказгичли кристаллнинг омик қаршилигида потенциал тушувини ҳосил қилади. База (δ_1) ва эмиттер (ε) орасидаги қисмдаги потенциал тушув U_1 , транзисторнинг геометрик ўлчамлари d_1 ва d_2 (3.26-расм) орқали ифодаланиши мумкин:

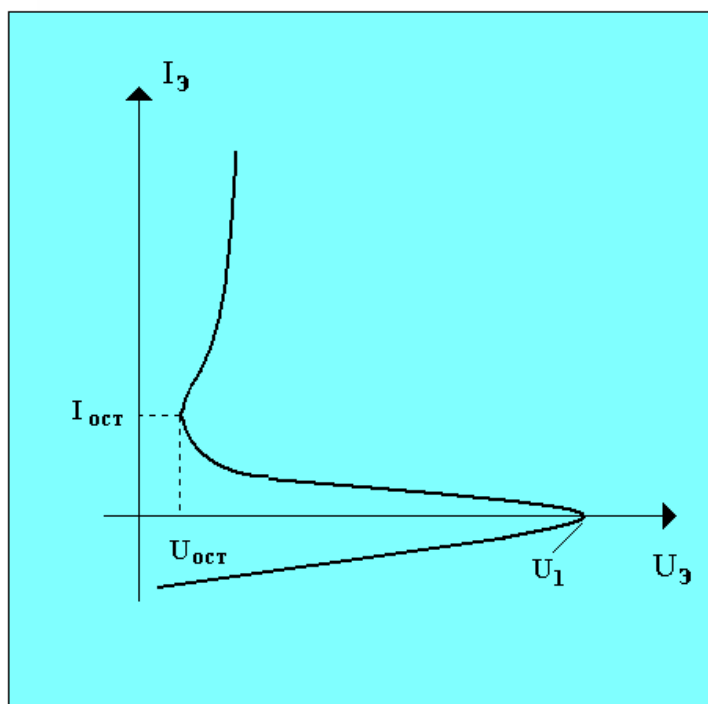
$$U_1 = U_6 d_1 / (d_1 + d_2) \quad (3.142)$$

Бу ҳолда бошқарувчи р-п ўтишдаги U_2 кучланиш

$$U_2 = U_3 - U_1 \quad (3.143)$$

га тенг. Олинган (3.143) ифодадан кўринадикки, $U_3 - U_1 < 0$ шарт бажарилганда, бошқарувчи ўтишдаги кучланиш нолдан кичик, ўтиш тескари йўналишда силжиган ва у орқали кичик тескари ток оқиб ўтади. $U_3 = U_1$ шарт бажарилганда р-п ўтишдаги кучланиш нолга тенг. Агар $U_3 > U_1$ бўлса, бошқарувчи р-п ўтиш тўғри йўналишда силжийди ва у орқали тўғри ток оқиб ўтади. Бу ток асосан эмиттернинг p^+ соҳасидан базанинг n соҳасига йўналган коваклар ҳисобига пайдо бўлади. U_6 кучланиш туфайли пайдо бўладиган электр майдони таъсирида базага пуркалган коваклар базанинг қуйи қисмига силжийди. Базанинг бу қисмида коваклар концентрациясининг ортиши унинг қаршилигининг ва U_1 кучланиш тушувининг камайишига олиб келади. U_1

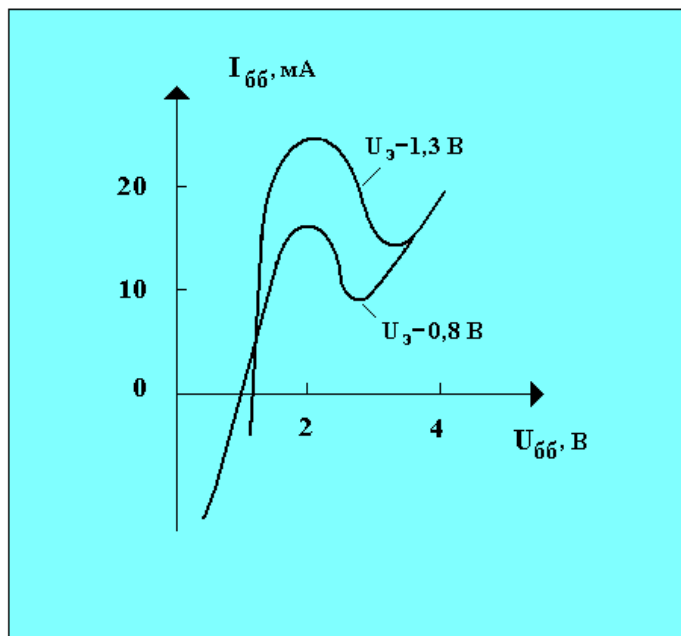
кучланишнинг камайиши бошқарувчи p - n ўтишда U_2 кучланишнинг ортишига, ўтиш орқали оқиб ўтаётган токнинг ўсишига ва база қаршилигининг кейинги камайишига олиб келади. Бу жараён токнинг кўчки ортишига ва бир ўтишли транзисторнинг кириш вольтампер характеристикаси (тавсифи)да манфий дифференциал қаршилик қисмининг пайдо бўлишига олиб келади.



3.27-расм. Бир ўтишли транзисторнинг кириш вольтампер характеристикаси (тавсифи)

Бу транзисторнинг чиқиш ёки базалар орасидаги характеристикаси (тавсифи) ҳам ўзига хос хусуиятларга эга. Ҳақиқатан ҳам, $U_1 < U_3$ шарт бажарилган пайтда, бошқарувчи ўтиш тўғри йўналишда силжиган ва базага заряд ташувчиларни пуркайди. Транзистор базасига қўйилган U_6 кучланишнинг ортиши билан U_1 кучланиш ортади, бу эса бошқарувчи ўтишда кучланишнинг камайишига олиб келади. Ўтишдаги кучланишнинг камайиши пуркалишнинг камайишига ва мос равишда база соҳаси қаршилигининг ортишига олиб келади. База соҳаси қаршилигининг ортиши, базалар орасидаги ток ўсишининг, базалар орасидаги кучланиш ортиши билан камайишига олиб келади. Бошқарувчи ўтишдаги кучланиш нолга тенг бўлса, база соҳасига заряд ташувчиларнинг пуркалиши тўхтайдиган ва база қаршилиги кескин ортади. База қаршилигининг ортиши базалар орасидаги токнинг тез камайишига олиб келади. Бошқарувчи ўтишидаги кучланишнинг турли қийматлари учун бир ўтишли транзисторнинг базалар орасидаги вольтампер характеристикалари (тавсифлари) 3.28-расмда келтирилган. Бир ўтишли транзисторнинг база токини ўтказиш коэффициенти база токининг (I_{66}) эмиттер токига (I_3) нисбати билан аниқланади яъни $h_{21} = I_{66}/I_3$. 3.27-расмда кўрсатилган транзисторнинг эмиттер токи пуркалган ковак токидир:

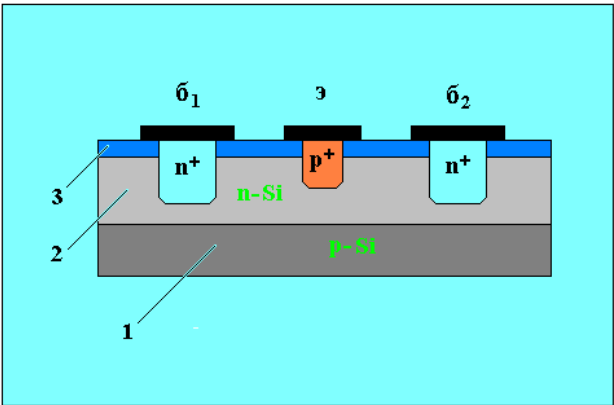
$I_3 = S q \mu_p E$. Эмиттер ўтиш орқали ковакларнинг пуркалиши база кириш клемаси орқали худди шундай миқдордаги электронлар оқимини юзага келтиради. Демак, тўла база токини қуйидаги $I_{бб} = S q E (\mu_p + \mu_n)$ ифода орқали аниқлаш мумкин.



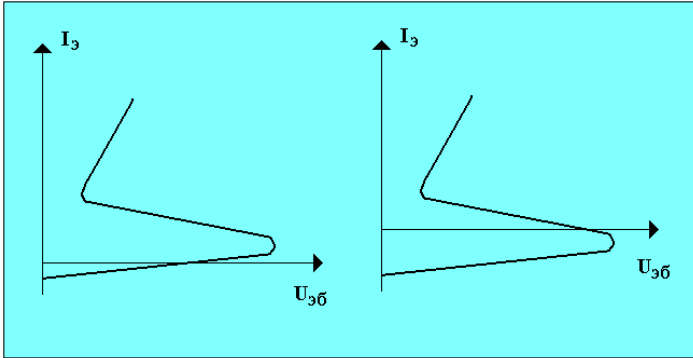
3.28-расм. Бир ўтишли транзисторнинг базалар орасидаги вольтампер характеристикаси.

Олинган муносабатларда фойдаланиб бир ўтишли транзисторнинг база токининг узатиш коэффициентини топамиз: $h_{21} = 1 + \mu_n / \mu_p$. Олинган ифодадан кўринадики, бир ўтишли транзистор база токини узатиш коэффициенти, электронлар ва коваклар ҳаракатчанлигига боғлиқ бўлар экан. Бир ўтишли, планар асосда тайёрланган, транзистор тузилиши 3.29-расмда келтирилган. Бу ерда дастлабки асос (таглик) сифатида p турдаги ўтказувчанликка эга бўлган кремнийдан (1) фойдаланилади, унинг сиртида n турдаги (2) эпитаксил қатлам ўстирилган. База соҳалари (b_1 ва b_2), p^+ турдаги ўтказувчанлик катта концентрацияли донор киришмаларнинг локал (маҳаллий) диффузияси ёрдамида ҳосил қилинади. p^+ турдаги ўтказувчанликли эга эмиттер соҳаси (э), n -эпитакциал қатламдаги акцептор киришмаларнинг локал (маҳаллий) диффузияси ёрдамида ҳосил қилинади. Иккала база ва эмиттер соҳаларига омик электродлар сифатида алюминийдан фойдаланилади. Ташқи таъсирлардан ҳимоя қилиш мақсадида пластинка сирти SiO_2 нинг юпқа қатлами билан қопланган (3). Шунинг таъкидлаш лозимки, бир ўтишли транзисторнинг реал характеристикалари (тавсифлари) 3.27-расмда келтирилган характеристика (тавсифлар)дан сезиларли фарқ қилади. Бу фарқ уланиш нукталарининг мусбат ёки манфий эмиттер тоқлари соҳасига силжиши билан характерланади. Эмиттер токининг мусбат соҳасига силжишига сабаб, транзистор сирти бўйича сирқиш тоқларининг мавжуд бўлишидир. Эмиттернинг манфий тоқлари соҳасига силжиши эса заряд

ташувчиларнинг базанинг тескари силжиган эмиттер ўтиши соҳасидан экстракцияланиш туфайли пайдо бўлади.



3.29-расм. Бир ўтишли транзисторнинг планар тузилиши.



3.30-расм. Бир ўтишли транзисторларнинг мумкин бўлган вольтампер характеристикалари (тавсифлари).

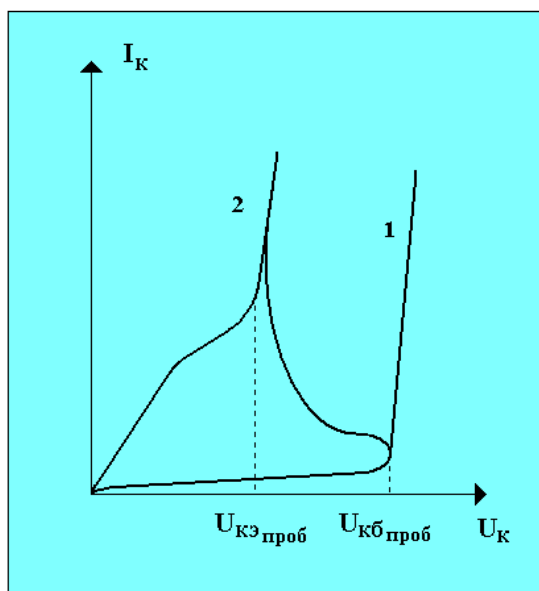
7-жадвалда баъзи саноатда ишлаб чиқариладиган бир ўтишли транзисторларнинг асосий параметрлари келтирилган.

7-жадвал

Тури	$f_{max},$ кГц	h_{21}	$U_{max},$ В	$I_{э max},$ мА	$I_{э улан},$ мА	$I_{э узилиш},$ мА
КТ117А	200	0,5-0,7	30	50	20	1
КТ117Б	200	0,65-0,85	30	50	20	1
КТ117В	200	0,5-0,7	30	50	20	1
КТ117Г	200	0,65-0,9	30	50	20	1

3.10. Кўчкили транзисторлар

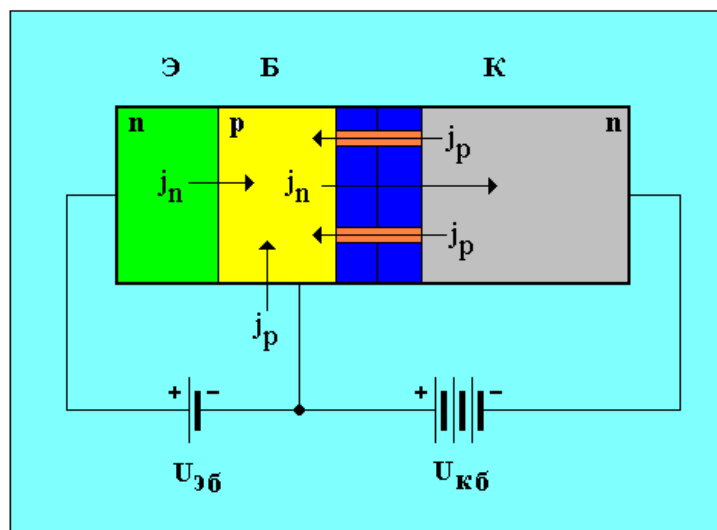
Кўчкили транзисторлар ўзининг тузилиши бўйича одатдаги бикутбий транзисторлардан фарқ қилмайди. Лекин кўчкили транзисторларнинг вольтампер характеристикалари (тавсифлари) одатдаги транзисторларнинг характеристикалари (тавсифлари) дан сезиларли фарқ қилади. Бу ҳол, кўчкили транзисторнинг коллектор ўтишидаги кучланишнинг кўчки тешилишига мос қийматларда эканлиги билан асосланади. Юқорида айтиб ўтилганидек, р-п ўтишдаги етарлича катта кучланишларда, заряд ташувчилар ўзларининг эркин югуриш йўлларидаги вақт оралиғида кристалл панжара атомларини туртиб ионлаштиришга етарли кинетик энергия олади. Бунда генерацияланган заряд ташувчилар коллектор токини кескин орттиради. Бу ток базадан коллекторга йўналтирилган коваклар токи ва коллектордан базага йўналган электронлар токидан иборат бўлади. Ковакларнинг базадан кетиши ва базага электронларнинг келиши база соҳасида манфий заряднинг ҳосил бўлишига олиб келади. Бу эса ўз навбатида эмиттер ўтишдаги потенциал тўсиқнинг пасайишига, баз-эмиттер ўтиш орқали токнинг ва коллектор токининг ортишига олиб келади. Эмиттердан кучланиш олиб қўйилганда, яъни эмиттер ўчирилганда бутун коллектор токи коллекторнинг тескари силжитилган р-п ўтиши орқали тескари ва транзистор базаси орқали оқиб ўтади. Тескари силжитилган ўтиш қаршилиги-катта, шу сабабли кўчкили транзистор характеристикалари (тавсифлари) бундай уланиш схемасида худди тескари силжитилган ўтиш (3.31-расм, 1-боғланиш, бошланғич қисм) характеристикалари (тавсифлари)га ўхшаш. Коллектор кучланишининг $0 < U_K < U_{Kб\text{ тех.}}$ қийматлари орасида ортишида, транзистор орқали ўтаётган ток кам ортади (сезиларли ортмайди). U_K коллектор кучланишининг $U_{Kб\text{ теш.}}$ қийматигача ортиши билан коллектор ўтишнинг кўчкили тешилиши, яъни токнинг кескин ортиши кузатилади (3.31-расм, 1 боғланишнинг вертикал қисми). Токнинг ортиши билан эмиттер ўтиши қаршилиги камаяди ва транзисторнинг вольтампер характеристикаси (тавсифи) 3.31-расм 2-боғланишда келтирилган чизик кўринишини олади. База ўчириб қўйилганда, бутун ток эмиттер ўтиш орқали оқиб ўтади. Кўчки тешилиши қисмида коллектор токининг ўсиши эмиттер токининг ўсишидан каттароқ. Яъни, ковакларнинг базадан коллекторга ва электронларнинг коллектордан базага оқиб ўтаётган токлари йиғиндиси, ковакларнинг эмиттердан базага оқаётган токидан катта.



3.31-расм. Кўчкили транзисторнинг чиқиш вольтампер характеристикаси.

Токларнинг бундай нисбати, транзистор базасининг манфий, коллекторнинг эса мусбат зарядланишига олиб келади. Коллектордаги кучланишнинг токнинг ортиши билан камайиши, транзисторнинг вольтампер характеристикасида манфий дифференциал қаршиликка эга бўлган қисмнинг пайдо бўлишига олиб келади.

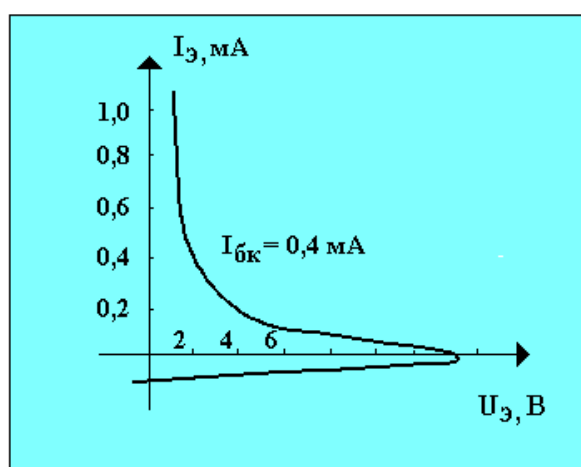
Коллекторли сирқишга эга бўлган транзистор. Коллекторда токнинг ортиши билан кучли электр майдонида заряд ташувчиларнинг кўчкисимон ортиши натижасидагина содир бўлмайди. Коллектор токининг ортишига, коллектор ўтишда сирқишнинг ҳам мавжудлиги сабаб бўлади. Коллектор токини ошириш мақсадида, заряд ташувчилар сирқиши ходисасидан фойдаланиладиган бундай транзисторлар, коллекторли сирқишга ега бўлган транзисторлар деб юритилади. Бундай транзисторнинг иш принципини қараб чиқамиз. Коллектор р-п ўтишида сирқиш канали бўлган (қора рангда ажратилган қисм) транзистор тузилиши 3.32-расмда кўрсатилган. Коллекторга қўйиладиган тескари кучланиш, коллектор, сирқиш канали ва база соҳалари ўртасида тақсимланади. Бундай тақсимланиш натижасида транзисторнинг база соҳасида коллектор томон йўналган етарлича кучли электр майдони ҳосил бўлади. Эмиттер ўтишига тўғри силжиш кучланиши берилганда, транзисторнинг база соҳасига электронлар пуркалади. Базада электронейтраллик шартининг сақланиши учун унга, база контакти ва сирқиш канали орқали коваклар киради. Базадаги электр майдони шундай йўналганки асосий коваклар оқимини коллектордан сирқиш канали орқали чиқаётган оқим ташкил қилади. Бошқача қилиб айтганда, коллектордан сирқиб ўтаётган коллектор токи унгача сирқиш каналдан келаётган коваклар токи қийматидан катта бўлади.



3.32-расм. Коллекторли сирқишга эга бўлган транзистор тузилиши.

Бу ток бўйича кучайтириш коэффицентининг бирдан катта эканлигини кўрсатади. Худди бикутбий транзистор каби, коллектор сирқишли транзистор, умумий база, умумий эмиттер ва умумий коллектор схемалари бўйича уланиши, унинг ВАХси мумкин. Умумий эмиттер схемаси бўйича уланганда коллектор сирқишли транзистор вольтампер характеристикалари каби бўлади. Коллектор сирқишига эга бўлган транзисторни умумий коллектор схемаси бўйича уланганда унинг характеристикаси (3.33-расмга қаранг) бир ўтишли транзистор характеристикаларига ўхшаш бўлади. Бу ҳолда манфий дифференциал қисмларнинг ҳосил бўлиш механизми ҳам худди бир ўтишли транзисторники каbidир.

8-жадвалда турли мамалакатлар саноатида ишлаб чиқариладиган, баъзи камқувватли, паст частотали транзисторларнинг асосий параметрлари келтирилган.



3.33-расм. Умумий коллектор схемаси бўйича уланган коллектор сирқишли транзисторнинг вольтампер характеристикаси.

8-жадвал

Тури	$U_{к б max}$ (В)	$U_{э б max}$ (В)	$I_{к. max}$ (мА)	$I_{э. max}$ (мА)	P_k (мВт)	$I_{к.о.}$ (мкА)	$F_{max.}$ (МГц)	$C_{к.}$ (пФ)
2N 536	20	20	30	18	50	8	2	120
АС 540	24	10	12	15	150	10	0.5	80
GC 507	32	10	125	130	125	8	0.3	75
OC 77	60	12	250	260	125	12	0.4	50
BCY3 1	64	45	50	60	250	0.05	0.4	150

Бу жадвалда:

$U_{к б max}$ —коллектор ва база орасига қўйиладиган максимал мумкин бўлган кучланиш;

$U_{э б max}$ —эмиттер ва база орасига қўйиладиган максимал мумкин бўлган кучланиш;

$I_{к. max}$ —коллекторнинг максимал рухсат этилган доимий токи;

$I_{э. max}$ —эмиттернинг максимал рухсат этилган токи;

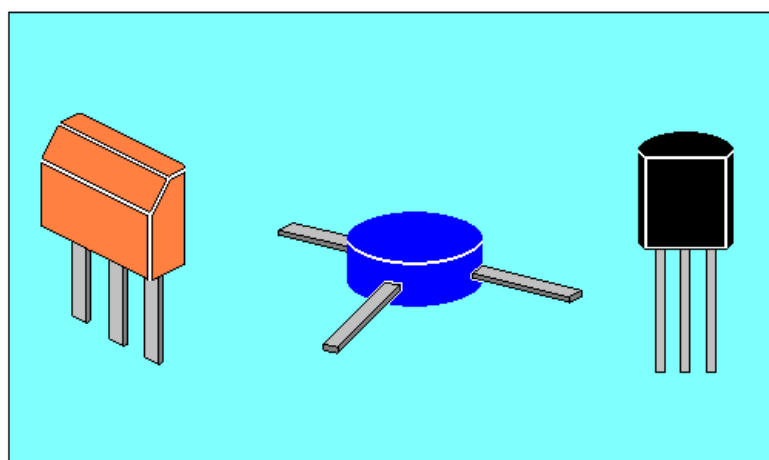
P_k —транзистордан сочиладиган қувват;

$I_{к. о}$ —коллекторнинг тескари токи;

$F_{max.}$ —транзистор ишлаши мумкин бўлган максимал частота;

$C_{к.}$ —коллектор ўтиш сиғими.

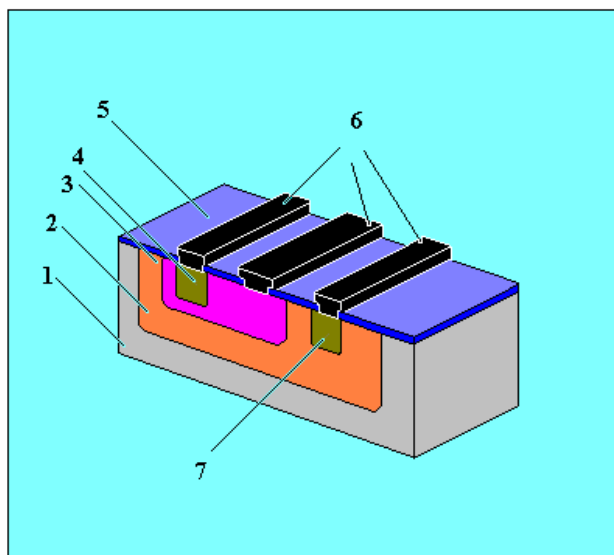
3.38-расмда турли мамлакатлар саноатида ишлаб чиқарилган баъзи камқувватли транзисторларнинг ташқи кўриниши келтирилган.



3.38-расм. Баъзи камқувватли бикутбий транзисторларнинг ташқи кўриниши.

3.11. Интеграл транзисторлар

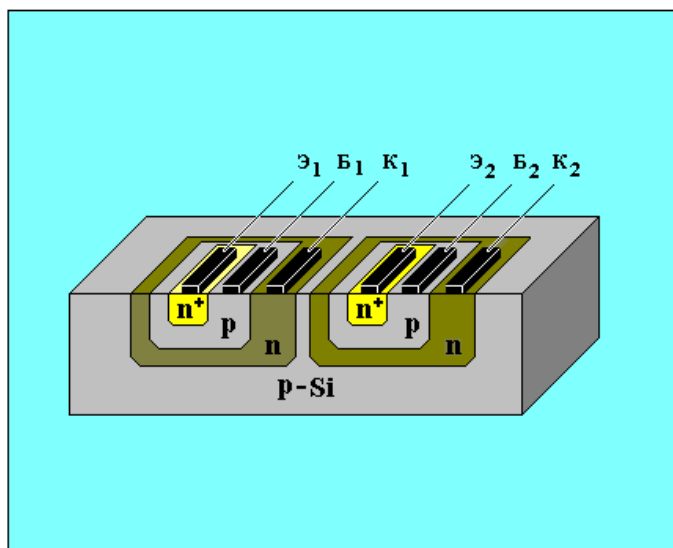
Интеграл схемалар таркибига кирувчи транзисторлар интеграл транзисторлар номини олди. Аксарият интеграл схемаларнинг асосини p-n-p туридаги транзисторлар ташкил қилади. Интеграл транзисторлар узлукли транзисторлардан бирмунча фарқларга эга. 3.39-расмда кремний асосида тайёрланган, амалда кенг ишлатиладиган интеграл бикутбий транзисторнинг тузилиши келтирилган. Бу ерда 1-p-турдаги ўтказувчанликка эга кремний таглик, 2-p-турдаги ўтказувчанликка эга коллектор соҳаси, 3-p-турдаги ўтказувчанликка эга бўлган эмиттер соҳаси, 5-кремний диоксидидан тайёрланган ҳимоя қатлами, 6-эмиттер, база ва коллекторнинг металл кириш клеммалари, 7-коллекторнинг p^+ соҳаси. Расмдан кўринадики, транзисторнинг барча элементлари-эмиттер, коллектор ва база кристаллнинг бирор сирти, хусусан юқори сирти орқали турли киришмаларнинг диффузияси ёрдамида тайёрланган. Худди шу сиртда эмиттер, коллектор ва базанинг чиқиш симлари ҳосил қилинган. Ҳозирги пайтда турли шаклга эга бўлган интеграл транзисторлар мавжуд бўлиб, уларнинг тузилиши 3.39-расмда келтирилган тузилишдан фарқ қилади. Бунда асосий фарқ интеграл микросхеманинг транзисторлари битта кристаллда бир-бирига жуда яқин масофаларда жойлаштирилган. Шу сабабли, транзисторларнинг бирининг иши иккинчисининг ишига таъсир қилмаслиги учун уларни ажратиш зарур. Ҳозирги пайтда интеграл микросхемалар элементларини ажратишнинг икки усули мавжуд.



3. 39-расм. Бикутбий транзистор тузилиши.

Бу тескари силжитилган p-n ўтишли ва диэлектрик ёрдамида ажратишдир. Тескари силжишли p-n ўтиш ёрдамида ажратиш микросхема таркибига кирувчи ҳар бир алоҳида олинган транзисторни ўраб турувчи қўшимча p-n ўтишни ҳосил қилиш орқали амалга оширилади. Натижада микросхеманинг икки қўшни транзистори ўртасида иккита p-n ўтиш пайдо бўлади. Асосга етарлича катта тескари потенциал берилганда, транзистор коллекторларидаги кучланишдан қатъий назар, ҳар икки p-n ўтиш умумий тескари силжиш

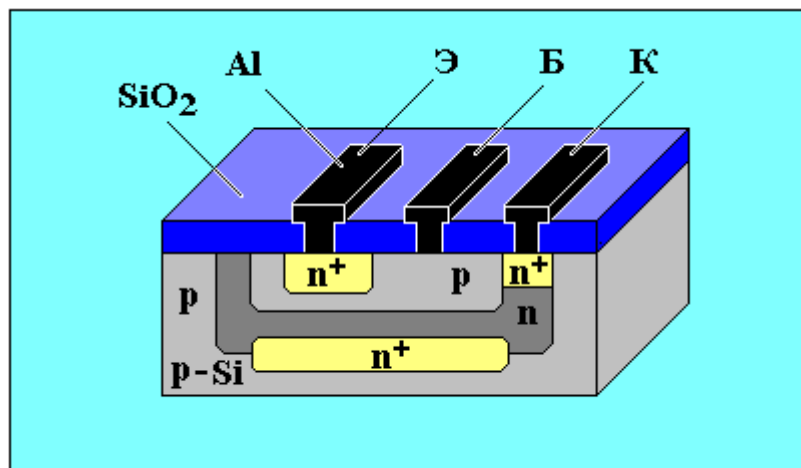
потенциали остида бўлади. Агарда р-п ўтиш тескари кучланиш остида бўлса унинг қаршилиги етарлича катта бўлади (диэлектрик қаршилигига яқин). Демак, иккита бир-бирига яқин транзисторлардаги коллекторлари орасида иккита кетма-кет уланган қаршилик мавжуд бўлади. Бу қаршиликлар ҳар бир коллектор соҳаси бўйича жойлашган бўлиб, транзисторларнинг ажратувчиларгача етиб боради. 3.40-расмда р-п ўтиш ёрдамида ажратилган икки транзисторни ўз ичига олган интеграл схема элементи кўрсатилган. Бу ерда дастлабки асос сифатида ковакли турдаги ўтказувчанликка (р-Si) эга бўлган кремний пластинкадан фойдаланилади. Унинг сиртида юпқа эпитаксиал п-туридаги қатлам мавжуд. Пластинканинг юқори сирти орқали алоҳида «оролча» ларни ҳосил қилувчи, ажратувчи акцептор киришмаларнинг диффузияси амалга оширилади. Диффузия фақатгина эпитаксиал қатлам чуқурлигидагина амалга оширилади. Ажратувчи диффузиядан сўнг, эпитаксиал қатламда қоладиган п-турдаги ўтказувчанликка эга «оролча» лар транзисторлар тайёрлашда ишлатилади.



3.40-расм. р-п ўтиш ёрдамида ажратилган, таркибида иккита транзистор бўлган интеграл схема элементи.

п-турдаги ўтказувчанликка эга бўлган эпитаксиал қисм коллектор вазифасини бажаради. Акцептор киришмаларнинг локал (маҳаллий) диффузияси усули ёрдамида бу қатламда р-база ҳосил қилинади. Сўнгра, эмиттернинг n^+ соҳасини ҳосил қилиш учун база соҳасига донор киришма диффузияси амалга оширилади. Транзисторнинг мос соҳаларида ток ўтказувчи электродлар сифатида алюминийдан тайёрланган юпқа энсиз чангланган пластинкалардан фойдаланилади. Бундай усулда тайёрланган интеграл транзисторлар катта коллектор қатлами горизонтал қаршилигига эга бўлиб, бу транзисторларнинг ишчи характеристикаларига салбий таъсир қилади. Коллекторнинг горизонтал қаршилигини камайтириш, эпитаксиал қатламнинг солиштирма қаршилигини камайтириш орқали амалга ошириш мумкин. Лекин эпитаксиал қатлам қаршилигини камайтиришда коллектор ўтишдаги тешувчи кучланиш ҳам камаяди, бу эса кутилмаган ҳодисадир. Коллектор қатламининг горизонтал қаршилигини, эпитаксиал қатлам

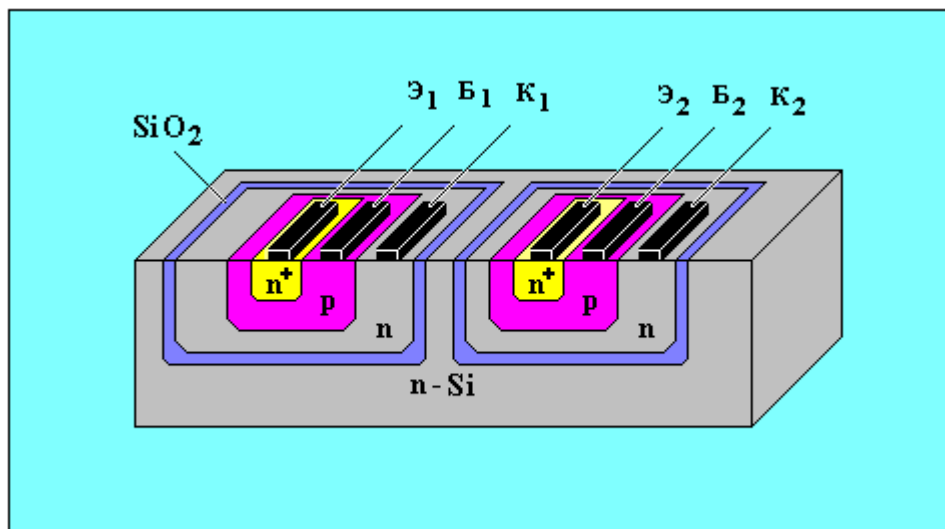
солиштирма қаршилигини ўзгартирмасдан камайитиришда n^+ технологиясидан фойдаланилади. Яширин n^+ қатлам деб, коллектор ва эпитаксиал қатлам орасида жойлашган, кичик солиштирма қаршиликка эга бўлган яримўтказгичнинг юпқа диффузион қатламига айтилади. Яширин n^+ қатлам дастлабки асосда эпитаксиал қатлам ўсгунча донор киришмаларнинг локал (маҳаллий) диффузияси ёрдамида ҳосил қилинади. Юқори температура ҳисобига эпитаксиал қатлам ўстириш жараёнида яширин n^+ қатламдаги донор киришма қисман ўсаётган эпитаксиал қатламга диффузиялашади. Бунинг натижасида яширин n^+ қатлам қисман ҳам коллекторнинг p -қатламида ҳам дастлабки асосда жойлашади. 3.41-расмда эпитаксиал қатламда ажратувчи диффузия ёрдамида тайёрланган, таркибида яширин n^+ қатламга эга бўлган, интеграл p - p - n туридаги транзистор тузилиши кўрсатилган. Бу транзисторнинг ўзига хос хусусияти шундаки, унинг таркибида омик коллектор контактини яхшилаш учун хизмат қиладиган коллектор металл электродининг тагида n^+ соҳа мавжуд. Расмдан кўринадики, транзисторнинг бутун сирти ташқи таъсирдан ҳимоя қилиш мақсадида диэлектрик қатлам (SiO_2) билан қопланган.



3.41-расм. Яширин n^+ қатламли интеграл p - p - n транзистор.

Диэлектрик ёрдамида ажратиш. Интеграл транзисторларни диэлектрик ёрдамида ажратишда дастлабки яримўтказгичли асосда транзисторлар жойлашадиган алоҳида соҳа (чўнтак деб аталувчи) лар тайёрланади. Ҳар бир «чўнтак» асосдан (тагликдан) юпқа диэлектрик қатлам орқали ажратилган. Ажратувчи диэлектрик сифатида, кремнийли транзисторлар ҳолида, аксарият ҳолларда кремний диоксидидан (SiO_2) фойдаланилади. Транзисторларнинг бундай ажратиш усулида диэлектрик орқали сирқиш токи p - n ўтишли ажратишга қараганда бир неча даражага кам. 3.42-расмда бир-биридан диэлектрик орқали ажратилган икки интеграл транзистор кўрсатилган. Диэлектрик ёрдамида ажратишнинг афзаллиги шундаки, алоҳида олинган

транзисторлар хусусиятларини ўзгартириш учун селектив легирлаш имконияти мавжудлигидир.

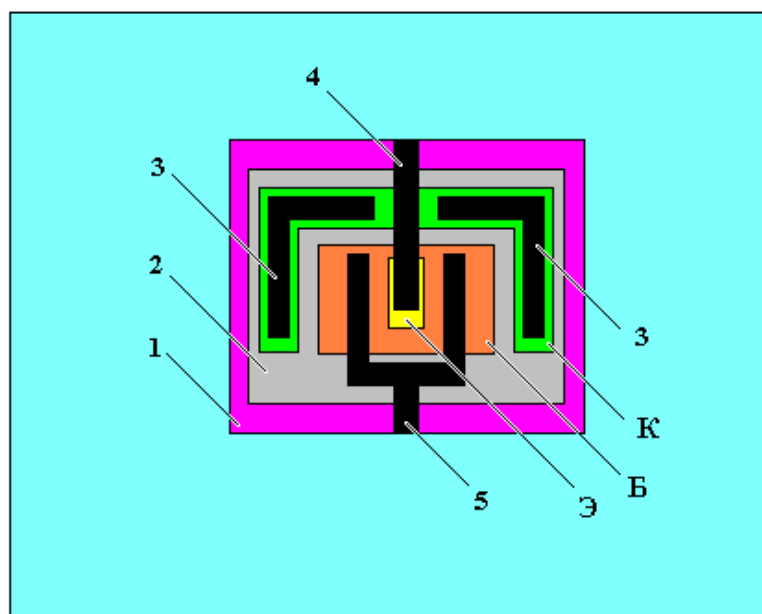


3. 42-расм. Диэлектрик ёрдамида интеграл транзисторларни ажратиш.

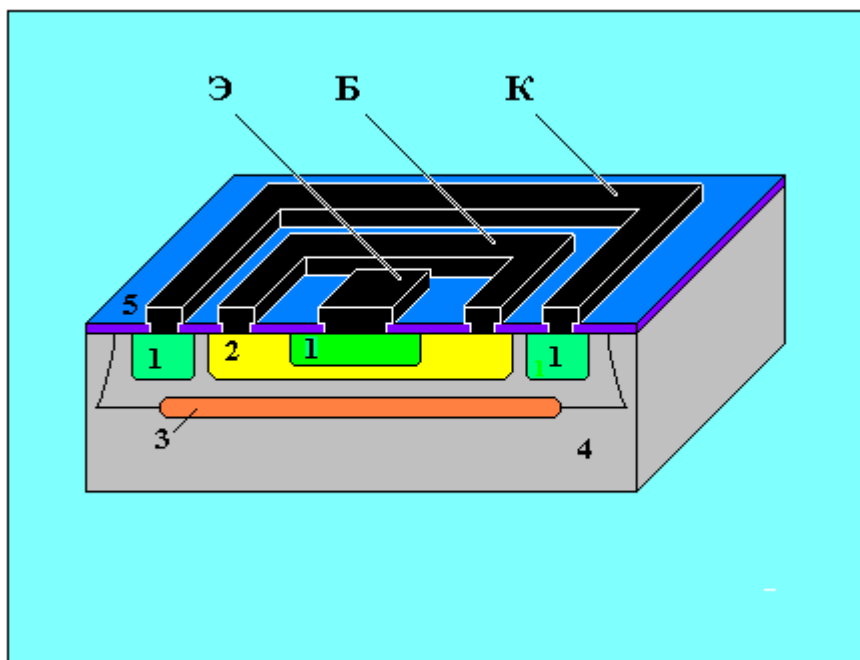
Шуни таъкидлаш лозимки, диэлектрик ажратиш тескари силжитилган р-п ўтиш орқали ажратиш олдида бир қанча афзалликларга эга бўлса ҳам, ажратишнинг бу усули технологик жиҳатдан анча қийин ва кўп меҳнат талаб қилади, чунки дастлабки яримўтказгич асосга бошқа диэлектрик материал киритиш керак. Кўп ҳолларда интеграл микросхема таркибига кирувчи транзисторларни ажратишнинг аралаш усулидан фойдаланилади. Бундай усуллардан бири изопланар жараёндир. Бу ерда ажратувчи диффузия жараёни ўрнига оксидлашдан фойдаланилади. 3.43-расмда изопланар технология ёрдамида тайёрланган п-р-п транзисторнинг тузилиши кўрсатилган. Бу ерда эмиттер (1) нинг n^+ диффузион соҳаси, база (2) нинг p диффузион соҳасида жойлашган. База соҳаси ўз навбатида коллектор вазифасини бажарувчи п-эпитаксиал қатламда жойлашган. Коллекторнинг омик контакти кичик омли n^+ қатлам (4) ёрдамида ҳосил қилинган. Дастлабки (асос) р-турдаги ўтказувчанлик (6) ва коллектор (3) соҳалари орасида яширин n^+ қатлам жойлашган. Шундай қилиб, транзисторнинг пастки қисми асосий тагликдан р-п ўтиш ёрдамида ажратилган. Лекин бутун периметр бўйича транзистор тузилмаси диэлектрик (7) қатлам билан ўралган, яъни ажратишнинг аралаш усулидан фойдаланилган. Диэлектрик сифатида кремний икки оксидидан фойдаланилган. Бу диэлектрик транзисторнинг очик сиртини ташқи таъсирдан ҳимоя қилишда ҳам ишлатилади. Транзисторнинг мос соҳаларига тўғри келадиган металл электродлар алюминий (8) дан тайёрланган бўлиб, ҳимоя қатламининг очик ойнаси орқали қопланади. Изопланар жараён транзистор юзасини одатдаги п-р-п транзисторга нисбатан 2 марта кўпроқ камайтириш имконини беради. Интеграл транзисторларнинг бошқа фарқи уларнинг кичик ўлчамларидир.

Шу сабабли, бундай тузилишли транзисторларнинг бошқа тузулмаларидан фарқи, уларнинг кичик ўлчамларидир. Шу сабабли, бундай тузилишли транзисторлар ишчи характеристикаларини яхшилаш ва самарадорлигини ошириш йўналишида бир қанча технологик хусусиятларга эга. Мисол тариқасида интеграл биқутбий транзисторларнинг баъзи конфигурацияларини қараб чиқамиз. Бу ерда 1-р-турдаги ўтказувчанликка эга кремний яримўтказгичли дастлабки асос (таглик), 2-п-турдаги диффузион соҳа, 3-п-турдаги металлланган коллектор, 4- p^+ -турдаги ўтказувчанликка эга бўлган металлланган эмиттер, 5-р-турдаги ўтказувчанликка эга металлланган база. Бундай тузилишда (К) коллектор соҳасини (Б) база соҳаси уч томондан ўраб туради. (Э) эмиттер соҳаси эса база соҳаси ичида жойлашган. Бундай тузилишда эмиттердан чиқаётган заряд ташувчилар коллекторга уч томондан етиб келади. Мос равишда коллектор қатлами қаршилиги уч марта кичик.

3.45-расмда яна бир симметрик конфигурацияли интеграл p - p - n транзистор тузилиши кўрсатилган. Бу тузилишда p -турдаги ўтказувчанликка эга (Б) база соҳаси ва p -турдаги ўтказувчанликка эга (К) коллектор соҳаси p^+ -турдаги ўтказувчанликка эга (Э) эмиттер соҳасини бутун периметр бўйича ўраб туради. Бу ҳолда эпитаксиал p -қатламли коллектор ва дастлабки p -турдаги ўтказувчанликка эга асос (4) орасида яширин p^+ -қатлам (3) мавжуд.

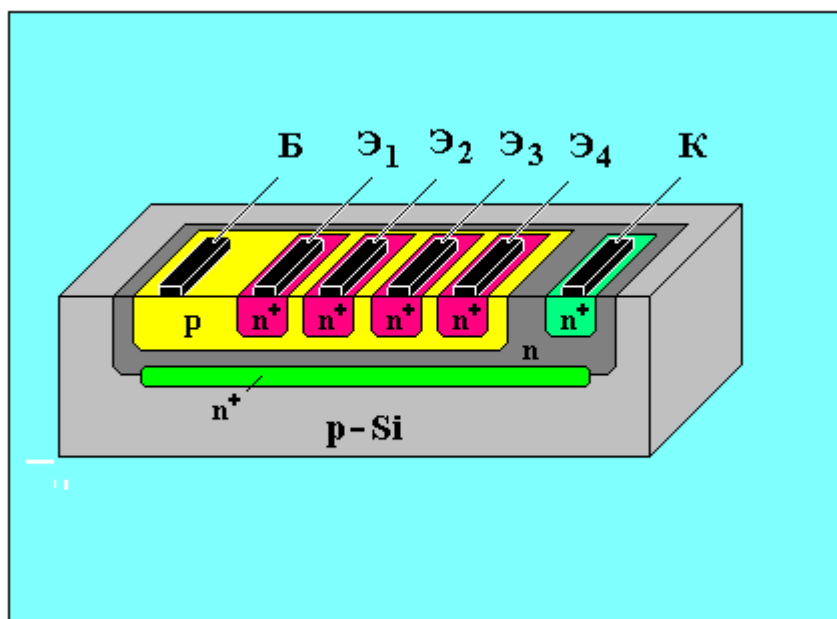


3.44-расм. Интеграл транзисторнинг симметрик конфигурацияси



3.45-расм. Яширин n^+ қатламли интеграл транзисторнинг симметрик конфигурацияси.

Кўп эмиттерли транзисторлар. Кўп эмиттерли транзисторлар транзистор-транзисторли мантиқ цифрли интеграл микросхемаларнинг катта синфи асосини ташкил қилади. Кўп эмиттерли транзисторнинг соддалаштирилган тузилиши 3.46-расмда келтирилган. Бу ерда дастлабки асос (таглик) сифатида сиртида p -турдаги эпитаксиал қатлам ўстирилган p -турдаги ўтказувчанликка эга кремний пластинкасида фойдаланилади. Асос пластинка ва эпитаксиал p -қатлам орасида яширин n^+ қатламли қисм жойлашган. Транзисторнинг коллектор соҳаси сифатида ажратувчи диффузия ёрдамида яккаланган эпитаксиал p -қатламда акцептор киришма диффузияси орқали олинган база соҳаси коллектор соҳаси ичида жойлашган. Эмиттерли n^+ қатламлар база соҳасидаги донор киришмалар диффузияси ёрдамида тайёрланган. Келтирилган расмдан кўринадики, кўп эмиттерли транзистор умумий база ва умумий коллекторли бир неча транзисторлар тўпламидир. Кўп эмиттерли транзисторлар бир эмиттерли транзисторларга нисбатан бир қанча фарқ қилувчи хусусиятларга эга. Улардан баъзи бирларини қараб чиқамиз. Базанинг p -қатлами билан ажратилган ҳар бир n^+ эмиттерларнинг аралаш жуфтлари n^+-p-n^+ турдаги горизонтал транзисторни ташкил қилади. Агар эмиттерлардан бирига тўғри силжиш кучланиши бошқасига тескари кучланиш берилган бўлса, у ҳолда горизонтал транзистор орқали ток ўтади. Бу ток керакسىз, кутилмаган ток ҳисобланади, чунки у кўп эмиттерли транзистор ишини бузади. Бу самарадан қутулиш учун аралаш эмиттерлар орасидаги масофа база соҳасидаги заряд ташувчиларнинг диффузион узунликларидан катта қилиб олиниши керак. Амалда эмиттерлар орасидаги масофа 10-15 мкм ни ташкил қилади, бу эса кўп эмиттерли транзисторнинг умумий юзасига салбий таъсир қилади.



3.46-расм. Кўп эмиттерли транзисторнинг тузилиш

Интеграл n-p-n транзисторларнинг типик параметрлари:

Ток бўйича кучайтириш коэффициенти: 200-400.

Коллектор–базанинг максимал рухсат этилган кучланиши: 30–50 В.

Эмиттер–базанинг максимал рухсат этилган кучланиши: 8-10 В.

Чегаравий частота: 500–700 МГц.

Бикутбий транзисторларнинг асосий параметрлари:

$U_{к.б.мах}$ -коллектор ва база орасидаги максимал доимий кучланиш;

$U_{э.б.мах}$ -база ва эмиттер орасидаги максимал доимий кучланиш;

$U_{к.б.и.мах}$ -коллектор ва база орасидаги максимал импульс кучланиши;

$U_{э.б.и.мах}$ -база ва эмиттер орасидаги импульс кучланиши;

P_k -транзистор томонидан сочилувчи доимий қувват;

$I_{к.мах}$ -коллекторнинг максимал рухсат этилган доимий токи;

$I_{э.мах}$ -эмиттернинг максимал рухсат этилган доимий токи;

$I_{б.мах}$ -базанинг максимал рухсат этилган доимий токи;

$I_{к.и.мах}$ -коллекторнинг максимал рухсат этилган импульс токи;

$I_{э.и.мах}$ -эмиттернинг максимал рухсат этилган импульс токи;

$I_{к.о}$ -коллектор ўтишининг тескари токи;

$I_{э.о}$ -эмиттер ўтишининг тескари токи;

C_k -коллектор ўтиш сифими;

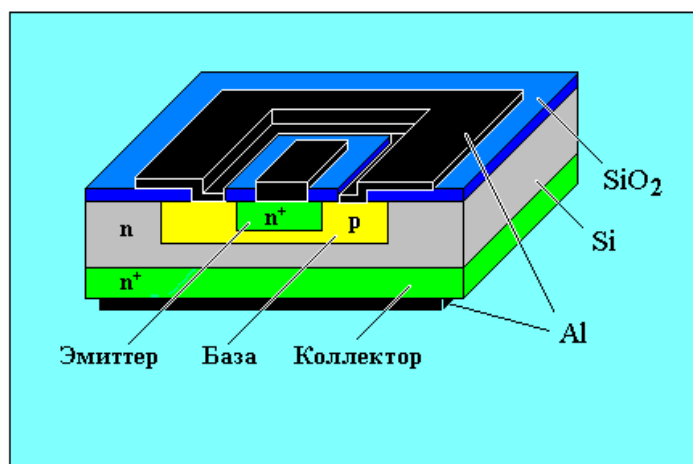
$C_э$ -эмиттер ўтиш сифими;

$F_{мах}$ -максимал генерация частотаси;

$T_{мах}$ -максимал температура.

3.12. қувватли биполяр транзисторлар

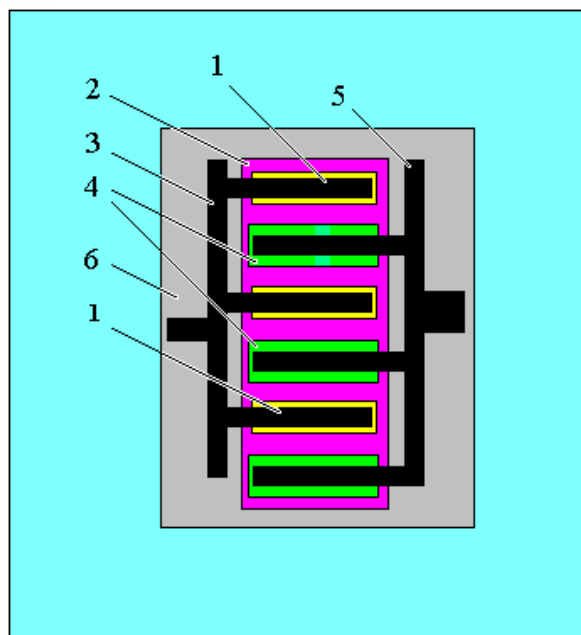
Рухсат этилган қувват сочилиши 1 Вт дан юқори бўлган транзисторларга қувватли транзисторлар деб аталади. Бу ҳолда қувват сочилиши 1 дан 10 Вт гача бўлган транзисторлар ўрта қувватли транзисторлар, ундан катта қувватли сочилишга эга бўлган транзисторлар катта қувватли транзисторлар дейилади. қувватли транзисторларда сочиладиган қувват ортиши билан р-п ўтиш температураси ортади. Рухсат этилган температуралардан юқори температураларда транзисторга яроқли кристаллини олишни яхшилашга йўналтирилган турли чоралар кўрилади. Замонавий қувватли бикутбий транзисторлар бу асосан п-р-п тузилишга эга электрон типдаги кремний асосидаги транзисторлардир. қувватли транзисторлар қоидага мувофиқ вертикал тузилишга эга, яъни эмиттер ва база чиқишлари дастлабки асос пластинканинг юқори қисмида жойлашган, коллектор чиқиши эса унинг пастки юзасида жойлашган. Типик вертикал тузилишли қувватли бикутбий транзистор 3.47-расмда кўрсатилган.



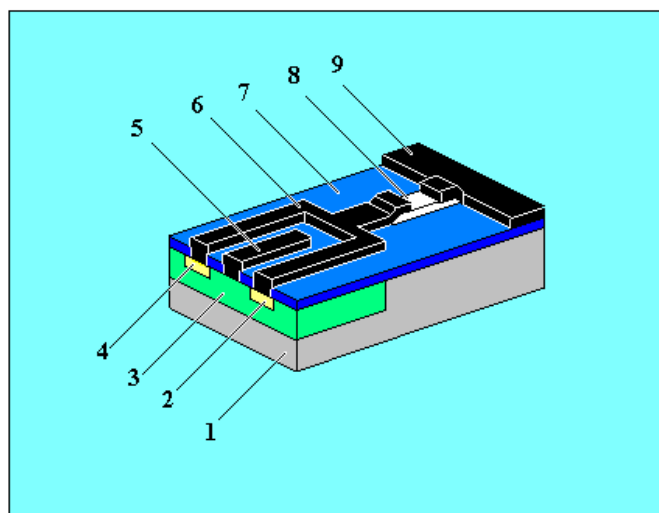
3.47-расм. қувватли бикутбий транзисторнинг вертикал тузилиши.

База токининг ўтказиш коэффициентини орттириш ҳисобига транзисторнинг ишчи характеристикалари (тавсифлари) ни яхшиловчи юпқа қалинликдаги база соҳаси билан бундай тузилишни амалга ошириш мумкин. Бундан ташқари, коллекторнинг вертикал жойлашиши яхши иссиқлик олинишини таъминлайди, бу эса системанинг иссиқлик режимини яхшилайди. Эмиттер токининг катта зичликларида қувватли транзисторларда база токи ҳам ортади. База токининг ўсиши база қаршилигида кучланиш тушувини ортишига олиб келади. Бу ҳолда пайдо бўладиган электр майдони, эмиттернинг марказий қисмидан унинг ташқи атрофига йўналган. Бу майдон коллекторга томон ҳаракатланаётган асосий бўлмаган оқимни эмиттернинг ташқи чеккасига йўналиш бўйича сиқади. Токнинг юқори зичликларида сиқилиш самараси ҳисобига фақат эмиттернинг ҳақиқий юзасидан етарлича кичик юзага эга бўлган ташқи соҳаси самарали ишлайди. қувватли

транзисторларнинг ишчи характеристика (тавсиф) ларини сиқилиш самараси ҳисобига яхшилаш учун эмиттернинг берилган юзасида имкони борича катта заряд ташувчиларни чиқарувчи соҳа юзасини олиш зарур. Бундан ташқари имкони борича эмиттердан базагача бўлган масофани камайтириш керак. Бу шартлар транзисторларнинг махсус тузилишларида бажарилади. Шундай мисоллардан бири тароқсимон тузилишга эга бўлган транзисторлардир. Бундай транзисторларда эмиттер ва база бир-биридан бирор масофада жойлашган ва камбағаллашган умумий контактли бир неча алоҳида участкалар кўринишида тайёрланади. 3.48-расмда тароқсимон тузилишга эга бўлган бикутбий транзисторнинг тузилиши кўрсатилган. Бу ерда 1-база соҳаси, 2-коллекторнинг умумий қатлами, 3-база соҳасини металлизацияловчи умумий шина, 4-эмиттер соҳалар, 5-эмиттер металлизацияси умумий шинаси, 6-дастлабки яримўтказгич таглик (асос). Тароқсимон тузилма эга бўлган транзисторларда эмиттернинг алоҳида қисмлари орасидаги ток тақсимооти жуда нотекис бўлиши мумкин. Бу кўйидагича асосланади. Агар эмиттерлардан бирортаси бошқа эмиттерларга қараганда кўпроқ қизиса, температуранинг кўтарилиши янада кўпроқ заряд ташувчилар пуркалишига олиб келади, бу эса ўз навбатида, бу эмиттер ўтишининг вольтампер тавсифномасига (характеристикаси) га таъсир қилади. Бундан қутулиш мақсадида транзистор таркибига ҳар бир эмиттер билан кетма-кет уланган барқарорлаштирувчи резисторлар (қаршиликлар) киритилади. Агарда эмиттерларнинг бирортаси орқали ўтаётган ток ортса, у ҳолда кетма-кет уланган барқарорлаштирувчи қаршиликда кучланиш тушуви ортади.

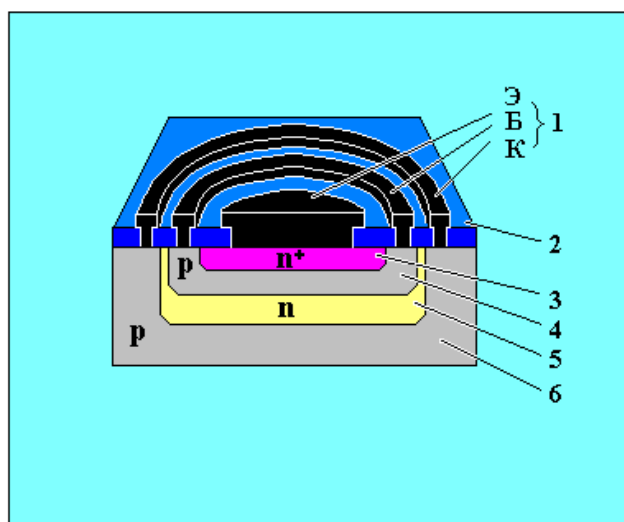


3.48-расм. Тароқсимон тузилишли бикутбий транзистор таркиби элементлари.

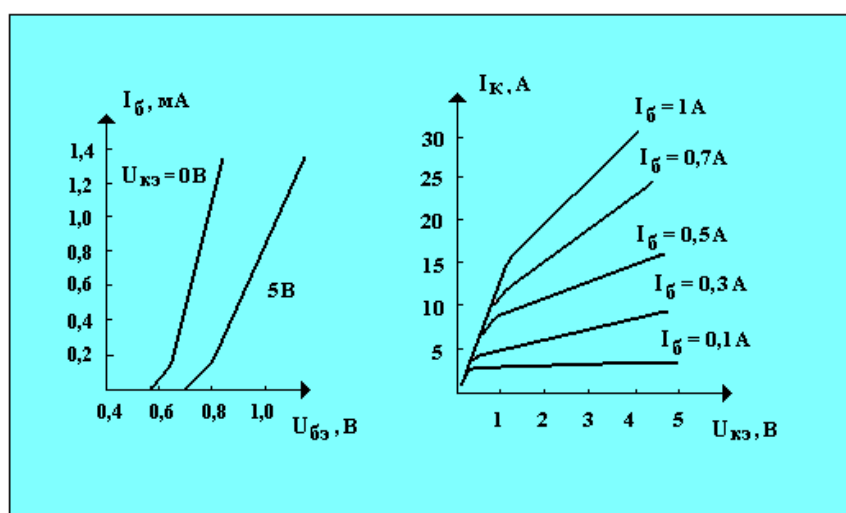


3.49-расм. Барқарорлаштирувчи металл қаршиликли бикутбий транзистор таркиби элементлари.

Барқарорлаштирувчи қаршиликда потенциал тушувининг ортиши эмиттер ўтишда тўғри кучланиш силжишини камайтиришга ва у орқали ўтаётган токнинг чегараланишига олиб келади. 3.49-расмда металл барқарорлаштирувчи қаршиликли транзистор таркиби элементлари келтирилган. Бу ерда 1-илк таглик (асос), 2,4-эмиттернинг алоҳида соҳалари, 3-база соҳаси, 5-базанинг металл (алюминийли) чиқиши, 6-эмиттер чиқиши, 7-диэлектрик ҳимоя қатлами (кўпчилик ҳолларда SiO_2 қатлам ишлатилади), 8-барқарорлаштирувчи қатлам, 9-умумий эмиттер шина. қувватли транзисторларнинг база ва эмиттер қатламларининг бир-бирига нисбатан ўзаро жойлашишида бир неча турли вариантлар мавжуд. Барча тузилишларда энг катта қувват сочилиши учун эмиттер периметрининг унинг юзасига нисбати ва бу периметрнинг база юзасига нисбати максимал катта бўлиши зарур. Мисол сифатида 3.50-расмда ҳалқали электродларга эга қувватли транзистор тузилиши келтирилган. Бу ерда 1-(Э) эмиттернинг, (Б) базанинг, (К) коллекторнинг алюминий электродлари, 2-ҳимояловчи диэлектрик қатлам, 3- p^+ эмиттернинг диффузион соҳаси, 4-база p -соҳаси, 5-эмиттер p -соҳаси, 6-илк p турдаги ўтказувчанликка эга соҳа. Кўпчилик ҳолларда, қувватли транзисторларни тайёрлашда, шунингдек p -турдаги ўтказувчанликка эга асос яримўтказгичдан ҳам фойдаланилади. 3.51-расмда Россияда ишлаб чиқарилган КТ935Ф турдаги қувватли бикутбий транзисторнинг кириш ва чиқиш вольтампер тавсифномалари кўрсатилган ва унинг асосий, максимал рухсат этилган, ишлатиладиган параметрлари келтирилган.



3.50-расм. ҳалқали электродли қувватли транзистор тузилиши.



3.51-расм. КТ935А туридаги қувватли биқутбый транзисторнинг кириш ва чиқиш вольтампер тавсифномалари.

КТ935А туридаги транзисторнинг максимал рухсат этилган параметрлари:

Коллекторнинг доимий токи	25 А
Базанинг доимий токи	10 А
Коллекторнинг импульсий токи	30 А
Базанинг импульсий токи	10 А
Эмиттер-база доимий кучланиши	5 В
Эмиттер-база импульсий кучланиши	6 В
Коллектор-эмиттер доимий кучланиши	8 В
Коллекторнинг доимий қуввати	60 Вт
Ўтишлар максимал температураси	150 ⁰ С

9-жадвалда турли мамлакатларда ишлаб чиқарилган қувватли биполяр транзисторларнинг қиёсий параметрлари келтирилган.

9-жадвал

Тури	Ўхшаш	$P_{\max}$ (Вт)	$U_{кб\max}$ (В)	$I_{к\max}$ пост. (А)	$I_{к\max}$ имп. (А)	h_{21} э
КТ8259Б	МЈЕ3008	70	700	8	15	60
КТ8260Б	МЈЕ3009	90	600	12	24	65

қувватли юқори кучланишгли транзисторларнинг камчиликларидан бири токни узатиш коэффициентининг кичик бўлишидир. Бу камчиликни бартараф қилиш учун ҳозирги пайтда қувватли юқори кучланишли транзисторларни лойиҳалаштиришда Дарлингтон схемаси бўйича уланган транзисторларда фойдаланилади. Бундай уланишнинг ўзига хос хусусиятларини қараб чиқамиз. Умумий эмиттер схемаси бўйича уланган транзисторнинг ток бўйича кучайтириши (B) қуйидагича ифодаланиши мумкин:

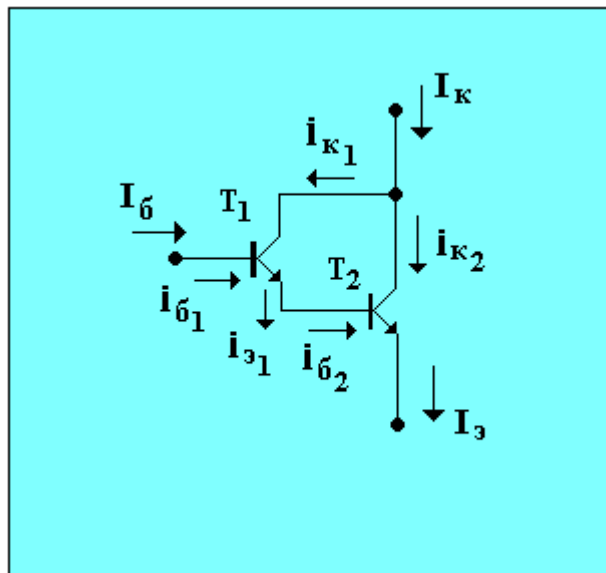
$$B = \frac{I_K}{I_B}$$

Мос равишда Дарлингтон схемасига кирувчи ҳар бир транзистор учун коллектор токи қуйидаги кўринишни олади

$$I_{K1} = B_1 \cdot I_{B1} \quad \text{ва} \quad I_{K2} = B_2 \cdot I_{B2}$$

Тўла коллектор токи ҳар бир транзисторнинг коллектор токлари йиғиндиси $I_K = i_{K1} = i_{K2}$ ва транзисторнинг биринчи эмиттери токи (i_{E1}), иккинчи транзисторнинг база токи катталиги (i_{B2}) га тенг, яъни $i_{B2} = i_{E1}$, коллектор тўла токи учун ифода қуйидаги кўринишни олади:

$$I_K = B_1 \cdot I_B + B_2 (B_1 + 1) I_B$$

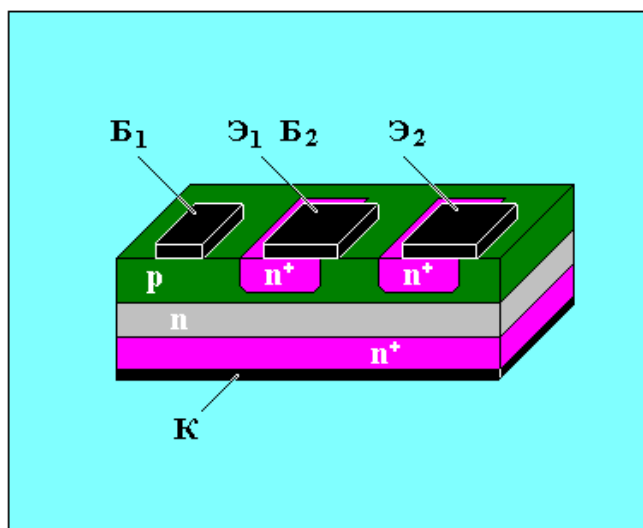


3.52-расм. Токларнинг йўналиши кўрсатилган Дарлингтон схемаси бўйича уланган транзистор.

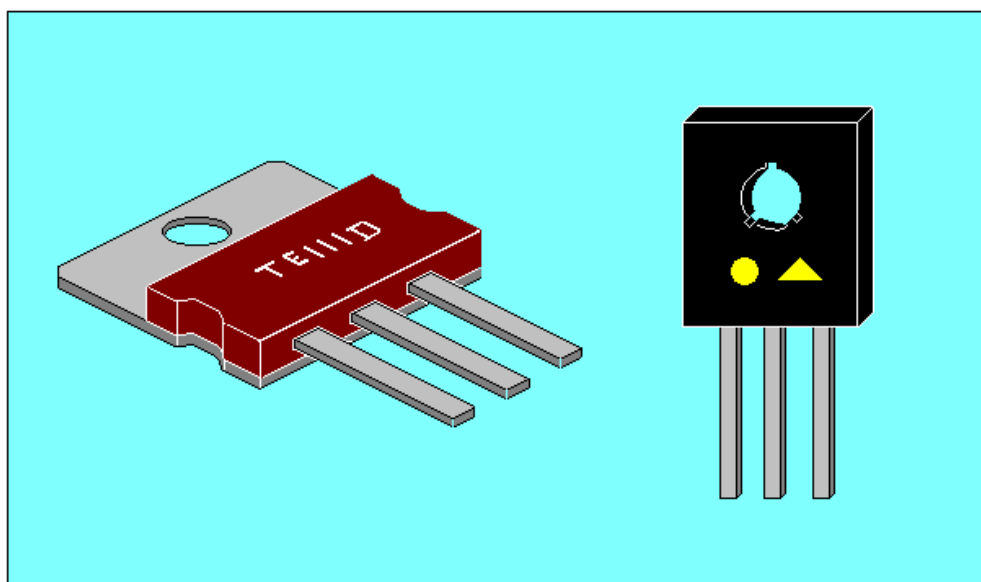
Шунингдек, ток бўйича кучайтириш коэффициенти тушунчасидан фойдалансак, қуйидагини оламиз:

$$B = B_1 + B_2 + B_1 \cdot B_2$$

Келтирилган ифодадан кўринадики, Дарлингтон схемаси бўйича уланган транзисторнинг ток бўйича кучайтириш коэффициенти, транзисторнинг алоҳида олинган ҳар бир кучайтириш коэффициентларидан етарлича катта. 3.53-расмда Дарлингтон схемаси бўйича уланган транзисторнинг тузилиши кўрсатилган. қувватли бикутбий транзисторларнинг частотавий тавсифномаларини яхшилаш учун коллектор-база ўтиш юзасини камайтириш, иссиқлик режимини яхшилаш учун юзани ошириш керак. Бу икки, бир-бирига қарама-қарши масалани ечиш учун битта кристаллдан тайёрланган, параллел уланган кам қувватли, алоҳида олинган транзисторлар тўпламидан фойдаланиб қувватли транзисторлар яратилган. Кўрсатилган технология бўйича тайёрланган замонавий қувватли транзистордан бирида кремний кристаллининг ўлчамлари 4,5х6,65 мм ни ташкил қилади. Бу кристаллда ҳар бирининг ўлчами 1,25х0,24 мм бўлган 24 та база соҳаси жойлаштирилган. Ҳар бир бундай соҳада 12 мкм кенгликка ва 220 мкм узунликдаги 40 та эмиттер жойлаштирилган. Иккита қўшни эмиттерлар орасидаги масофа 18 мкм.



3.53-расм. Битта асосда тайёрланган, Дарлингтон схемаси бўйича уланган транзистор тузилиши



3.54-расм. Баъзи қувватли бикутбый транзисторларнинг ташқи кўриниши

Бу ҳолда кристаллнинг умумий юзаси 30 мм^2 га яқин; коллектор ўтишлар юзасидан ($7,2 \text{ мм}^2$) деярли 4 марта катта бўлиб, бу кристаллнинг кичик температуравий қаршилиги ва яхши иссиқлик узатиши мавжуд бўлишини таъминлайди. Бундай транзистор 100 В дан юқори рухсат этилган кучланишга эга бўлиб, максимал коллектор токи 50 А ва максимал қувват сочиши 200 Вт. 3.54-расмда баъзи қувватли бикутбый транзисторнинг ташқи кўриниши кўрсатилган.

4.Боб. Майдонли (униполяр) транзисторлар

Кириш занжиридаги электр майдон кучланганлигининг ўзгариши натижасида кириш токи ўзгарадиган яримўтказгич асбобларга майдоний ёки униполяр транзисторлар дейилади. Майдоний транзисторларнинг икки туркуми мавжуд. Булар бошқарувчи р-п ўтишли майдоний транзисторлар ва ажратилган затворли (ёркуч) транзисторлар. Транзисторларнинг бу туркумларини қараб чиқамиз.

4.1. Бошқарувчи р-п ўтишли транзисторлар

2-бобда кўрсатиб ўтилганидек, р-п ўтишга тескари кучланиш берилганда ўтишнинг ҳажмий заряд қатлами кенгаяди. Бу ҳолда ҳажмий заряд қатламининг кенгайиши р-п ўтишнинг катта қаршиликка эга бўлган томонида содир бўлади. Шу сабабли, масалан тескари кучланиш симметрик бўлмаган кескин p^+ -п ўтишга берилганда ҳажмий заряд қатлами асосан камроқ легирланган п соҳаси томонга кенгаяди. 4.1-расмда p^+ -п ўтишга ноль ва U тескари кучланиш берилган ҳолдаги энергетик зоналар диаграммаси кўрсатилган. Кўриниб турибдики, тескари кучланиш катталиги ортиши билан ҳажмий заряд қатлами кенглиги ортади. Шунинг эслатиб ўтамизки, р-п ўтишнинг ҳажмий заряди қатлами деганда, яримўтказгичнинг ҳаракатчан зарядлар бўлмаган соҳаси тушунилади. Яримўтказгичнинг бирор соҳасида ҳаракатчан зарядлар мавжуд бўлмаса, бу соҳанинг қаршилиги ортади ва кўпчилик ҳолларда изолятор (ток ўтказмайдиган материал) қаршилигига яқин бўлади. Ҳажмий заряд қатлами кенглигини қўйилган кучланиш катталигига боғлиқлиги, ўтишли майдоний транзисторлар иш тамойилинининг асосини ташкил қилади. Бошқарувчи р-п ўтишга эга бўлган майдоний транзисторларнинг иш тамойилиги 4.2-расм ёрдамида тушунтириш мумкин. Бу расмда п-типдаги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичдан тайёрланган бошқарувчи электрод затвор (З), исток (И) ва сток (С) электродлари билан транзистор тузилиши кўрсатилган. Исток ва сток электродларига U_c ташқи кучланиш қўйилган. Бу электродлар орасидаги яримўтказгич қисмидан электродлар оқими билан характерланадиган ток оқиб ўтади. Сток токи I_c деб аталадиган бу токнинг катталиги, сток ва исток орасига қўйилган кучланишга боғлиқ. Затвор ва исток ўртасига бундай кутбадаги кучланиш берилганда, затвор ўтиши тескари йўналишда силжийди ва ҳажмий заряд соҳаси кенгаяди. Бу соҳанинг кенгайиши п-турдаги ўтказувчанликка эга яримўтказгич ичкараси томон йўналган бўлади ва ток ўтказувчи канал кесимини камайтиради. Шу сабабли, исток ва сток орасида оқиб ўтаётган ток камаяди. Майдоний транзисторнинг кириш токини эътиборга олмаса ҳам бўладиган даражада кичик бўлиб р-п ўтишнинг тескари токидир. Шу сабабли, бикутбий транзисторлардан фарқли равишда майдоний транзисторларнинг кириш занжири деярли ток истеъмол қилмайди, чиқиш кучланишининг бошқарилиши ток ўтказувчи канал кенглигининг электр майдони ҳисобига ўзгариши ҳисобига бўлади.

Майдоний транзисторнинг кучайтириш хусусиятлари ҳажмий заряд қатламининг ток ўтказувчи канал ичига кириш чуқурлиги билан аниқланади. Бунинг учун ток ўтказувчи канал қалинлиги ва ҳажмий заряд қатлами кенглиги бир хил ўлчамда бўлиши керак. (2.88) ифодага кўра кескин p-n ўтиш, ҳажмий заряд қатлами кенглиги унга тескари кучланиш (U) берилганда қуйидагича ифодаланиши мумкин:

$$d = \left[\frac{2\varepsilon_0}{q^2} \frac{1}{n} (\varphi_0 + qU) \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.1)$$

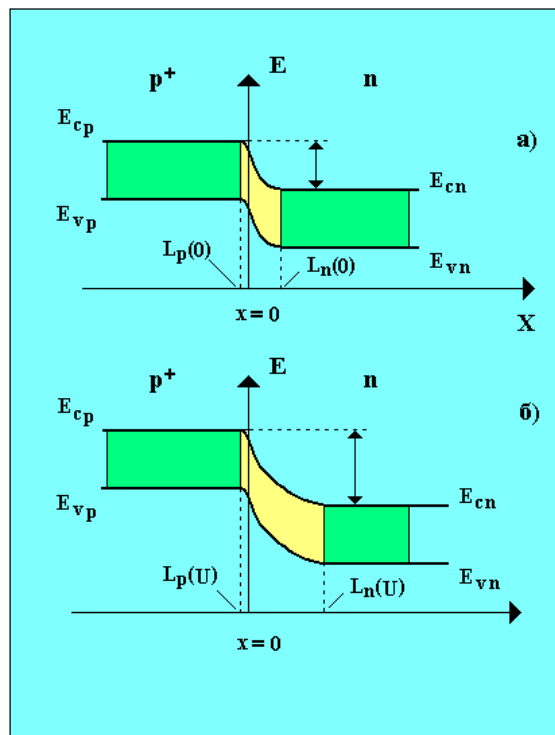
Агар ташқи кучланиш етарлича катта $qU \gg \varphi_0$ бўлса, у ҳолда (4.1) муносабат қуйидаги кўринишни олади:

$$d = \left[\frac{2\varepsilon_0}{q} \frac{1}{n} U \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4.2)$$

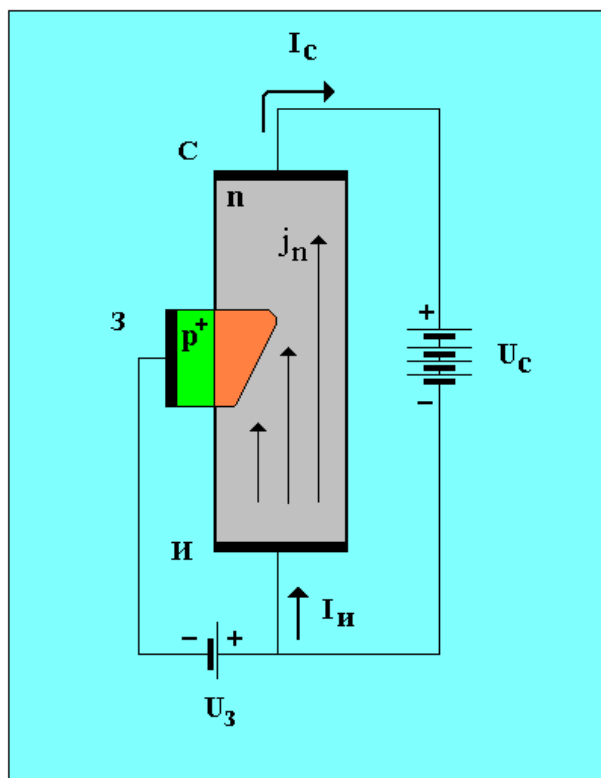
Электронларнинг қаракатчанлиги μ_n ва электрўтказувчанлик $\sigma = qn\mu_n$ тушунчаларидан фойдалансак, (4.2) ифодани қуйидаги кўринишга келтириш мумкин:

$$d = (2\varepsilon_0 \mu_n \rho U)^{\frac{1}{2}} \quad (4.3)$$

бу ерда ρ – электрон ўтказувчанликка эга яримўтказгич солиштирма қаршилиги ($\rho = 1/\sigma$).



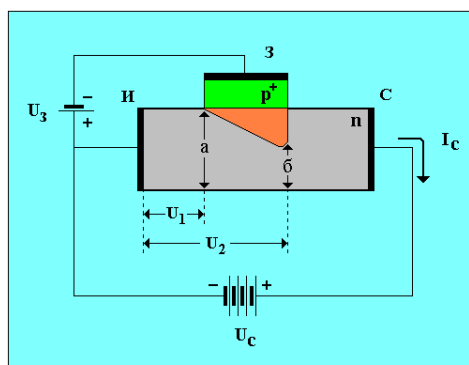
4.1-расм. p⁺-n ўтишнинг энергетик диаграммалари
а – ташқи майдон бўлмаган ҳолда, б – U тескари кучланиш берилган ҳолда.



4.2-расм. Бошқарувчи р-п ўтишли майдоний транзисторнинг уланиш схемаси ва ишлаш тамойили.

Келтирилган ифодадан кўринадики, ҳажмий заряд қатлами кенглиги ва яримўтказгич солиштирма қаршилиги ортиши билан ортади. Шу сабабли, кучланишнинг ортишида d нинг катта ўзгаришларини олиш учун солиштирма қаршилиги катта бўлган материалдан фойдаланиш мақсадга мувофиқдир. 4.2-расмдан кўринадики, ҳажмий заряд соҳасининг кенглиги транзистор канали бўйлаб ўзгаради: исток яқинида ҳажмий заряд соҳасининг кенглиги сток соҳаси яқинидагига қараганда кичик. Бу ҳол бошқарувчи р-п ўтишнинг турли қисмларига турли хил кучланишлар қўйилганлиги билан асослангандир. Ҳақиқатан ҳам, стокка қўйилган кучланиш (U_c), каналнинг турли кесимларида турлича потенциал тушишни ҳосил қилади. Каналнинг «а» кесимида кучланиш тушиши U_1 ва «в» кесимида кучланиш тушиши U_2 (4.3-расмга қаранг). Натижада бошқарувчи р-п ўтишнинг ўнг томонида, яъни истокка яқин жойлашган қисмига $U^n = U_3 + U_1$ қўйилган, стокка яқин қисмига эса $U^c = U_3 + U_2$ кучланиш қўйилган. Одатда $U_2 > U_1$, ва $U^c > U^n$ бўлганлиги сабабли ўтишнинг ўнг қисмида ҳажмий заряд соҳаси кенглиги чап томондагидан кўп. Кристаллнинг орасидаги бошқарувчи ўтиш ва исток, ва бошқарувчи ўтиш ва сток потенциал тушувларини эътиборга олмасак қуйидагини олампиз:

$$U^n = U_3 \text{ ва } U^c = U_3 + U_c.$$

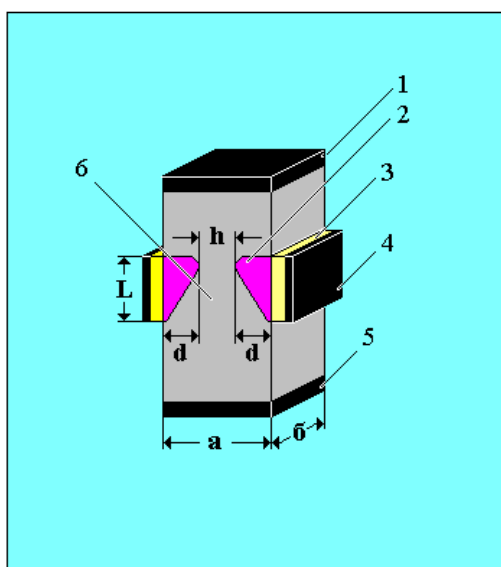


4.3-расм. Бошқарувчи p^+ - n соҳада ҳажмий заряд қатлами кенглигининг пайдо бўлиши.

4.2. Бошқарувчи ўтишли майдоний транзисторнинг вольтампер характеристикалари (тавсифлари)

Қаралган транзисторнинг вольтампер характеристикаларини ҳисоблаш учун 4.4-расмда кўрсатилган моделдан фойдаланамиз. Бу ерда 1-транзистор стоки, 2-бошқарувчи ўтиш ҳажмий заряд соҳаси, 3-ёпқич, 4-ёпқичнинг металл электроди, 5-исток, 6-ток ўтказувчи канал, а,в-кристаллнинг геометрик ўлчамлари, l-ёпқич узунлиги. Канал кенглигининг орттириш учун ёпқичга қўйилган кучланишларда бошқарувчи ўтиш икки томонда жойлашган. Ёпқичга U_e^u кучланиш берилганда, стокдаги кучланиш нолга тенг бўлса ($U_c=0$), ток ўтказувчи каналнинг кенглиги 4.4-расм ва 4.3 ифодадан ёпқич кучланиш функцияси сифатида қаралиши мумкин:

$$h = a - 2d + a - 2 \left(2\epsilon_0 \mu_n \rho U_3 \right)^{\frac{1}{2}} + a - 2 \left(2\epsilon_0 \mu_n \rho \right)^{\frac{1}{2}} \sqrt{U_3} \quad (4.4)$$



4.4-расм. Бошқарувчи p - n ўтишли майдоний транзистор модели.

(4.4) муносабатдан кўринадики, ёпқичдаги кучланиш U_e^u катталиги оширилганда ток ўтказувчи канал кенглиги (h) камаяди. Етарлича катта кучланишларда, ёпқич ажратиш кучланиши деб аталувчи ва U_{e0}^u каби

белгиланувчи кучланишларда канал тўла бекилади, яъни $h=0$. Ажратиш кучланишини $h=0$ шартдан фойдаланиб (4.4) ифодадан топамиз:

$$U_{e0} = \frac{a^2}{8\epsilon_0\mu_n\rho} \quad (4.5)$$

(4.4) ва (4.5) ифодалардан фойдаланиб тоқутказувчи канал кенглигини қўйидаги кўринишда ёзамиз:

$$h = a - 2(2\epsilon_0\mu_n\rho)^{\frac{1}{2}} = a \left(1 - \sqrt{\frac{U_3}{U_{30}}} \right)^{-1} \quad (4.6)$$

$U_e=0$ ва $U_c=0$ шартда, транзистор ток ўтказувчан канали қаршилигини солиштирма қаршилик ва унинг геометрик ўлчамлари орқали ифодалаш мумкин:

$$R_{k0} = \rho \frac{l}{ab} \quad (4.7)$$

Агар транзистор ёпқичида кучланиш нолдан фарқли бўлса, у ҳолда канал қалинлиги (4.6) ифода ёрдамида аниқланади. Бу ҳолда канал қаршилиги қўйидаги ифода ёрдамида ёзилади:

$$R_k = \rho \frac{l}{bh} = \rho \frac{l}{ba} \left(1 - \sqrt{\frac{U_3}{U_{30}}} \right)^{-1} \quad (4.8)$$

ёки

$$R_k = R_{k0} \left(1 - \sqrt{\frac{U_3}{U_{30}}} \right)^{-1} \quad (4.9)$$

Агар транзисторга (U_e) ёпқич кучланиши ва (U_c) сток кучланиши берилган бўлса, у ҳолда канал орқали оқиб ўтаётган ток каналнинг ҳар бир кесимида турли потенциал тушувларни юзага келтиради. Натижада канал қалинлиги стокка яқинлашган сари ўзгариб боради ва (4.9) ифодадан бутун канал қаршилигини аниқлашда фойдаланиб бўлмайди. Бу ифода фақатгина dx узунликка эга бўлган элементар қисм учун ўринлидир. Бундай қатлам элементи қаршилиги қўйидагига тенг:

$$dR_k = \frac{R_k}{l} dx \quad (4.10)$$

ёки, янада умумий ҳолда:

$$dR_k(x) = \frac{R_{k0}}{1} \left(1 - \sqrt{\frac{U_3 + U(x)}{U_{30}}} \right)^{-1} dx \quad (4.11)$$

Канал қаршилигида, ўтаётган сток токи ҳисобига пайдо бўладиган кучланиш тушуви:

$$dU(x) = I_c dR_k(x) \quad (4.12)$$

ёки (4.11) ифодадан фойдалансак:

$$dU(x) = I_c \frac{R_{k0}}{1} \left(1 - \sqrt{\frac{U_3 + U(x)}{U_{30}}} \right)^{-1} dx \quad (4.13)$$

Бундан интеграллаш ўзгарувчиларини ажратиб, қуйидаги ифодани оламиз:

$$dU(x) \left(1 - \sqrt{\frac{U_3 + U(x)}{U_{30}}} \right) = I_c \frac{R_{k0}}{1} dx \quad (4.14)$$

(4.14) ифодани $x=0$ да $U=0$ ва $x=l$ да $U=U_c$ бошланғич шартни ҳисобга олган ҳолда интеграллаймиз:

$$\int_0^{U_c} \left(1 - \sqrt{\frac{U_3 + U(x)}{U_{30}}} \right) dU = I_c \int_0^l \frac{R_{k0}}{1} dx \quad (4.15)$$

ва қуйидаги ифодани оламиз:

$$U_c - \frac{2}{3} \left[\frac{(U_3 + U_c)^{\frac{3}{2}} - (U_3)^{\frac{3}{2}}}{(U_{30})^{\frac{3}{2}}} \right] = I_c R_{k0} \quad (4.16)$$

(4.16) ифодани қуйидаги қулай кўринишда ёзишимиз мумкин:

$$I_c = \frac{1}{R_{k0}} \left\{ U_c + \frac{3}{2} \left[\frac{U_3^{\frac{3}{2}} - (U_3 + U_c)^{\frac{3}{2}}}{(U_{30})^{\frac{3}{2}}} \right] \right\} \quad (4.17)$$

(4.17) ифода майдоний транзистор стоки токи (I_c) нинг ёпқич кучланиши (U_{ϵ}) ва стокдаги кучланиш тушувига (U_c) боғлиқлигини ифодалайди. Транзисторнинг катта сток кучланишларида исток қисмидаги потенциал тушиш ҳисобига бошқарувчи ўтишга қўйиладиган тескари кучланиш ортади. Агар ўтишга қўйиладиган тескари кучланиш қиймати канални беркитиш кучланишига ($U_{\epsilon 0}$) тенг бўлса:

$$U_{\epsilon 0} = U_3 + U_c \quad (4.18)$$

у ҳолда канал беркила бошлайди, бу эса сток токининг камайишига олиб келади. Бунда каналнинг тўла бекитилиши кузатилмайди, чунки канал кесимининг камайиши ток ортишига пропорционал. Бошқача қилиб айтганда сток кучланишининг ортиши билан сток токи тўйинишга эришади ва токнинг кейинги ўсиши кузатилмайди. (4.18) ифодани (4.17) га қўйиб транзистор тўйиниш токини оламир

$$I_{c.нас.} = \frac{1}{R_{ko}} \left\{ U_{\dot{e}0} - U_{\dot{e}} + \left[\frac{(U_{\dot{e}0})^{\frac{3}{2}} - U_{\dot{e}}^{\frac{3}{2}}}{(U_{\dot{e}0})^{\frac{3}{2}}} \right] \right\} =$$

$$= \frac{1}{R_{ko}} \left[\frac{1}{3} U_{\dot{e}0} - U_{\dot{e}} \left(1 - \frac{2}{3} \sqrt{\frac{U_{\dot{e}}}{U_{\dot{e}0}}} \right) \right] \quad (4.19)$$

4.5-расмда бошқарувчи р-п ўтишли майдоний транзисторнинг типик вольтампер характеристикалари (тавсифномалари) келтирилган. Узиқ чизиқлар билан сток тўйиниш токига мос кучланиш соҳалари кўрсатилган. Кўриниб турибдики, тўйиниш режимида (маромида) сток токи транзистор стоки кучланишига боғлиқ бўлмасдан фақат ёпқич кучланиши орқали аниқланади.

Майдоний транзисторларнинг кучайтириш хусусиятлари характеристикасининг қиялиги (тикилиги) деб аталувчи (S) параметрдан фойдаланилади:

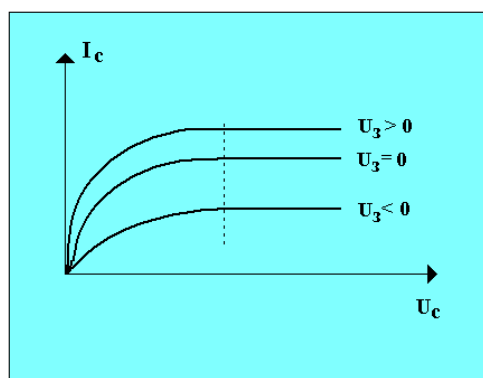
$$S = - \frac{dI_{c.нас.}}{dU_{\dot{e}}} \quad (4.20)$$

Вольтампер характеристика (тавсифнома) қиялиги (4.19) ифода ёрдамида аниқланиши мумкин:

$$S = \frac{dI_{c.нас.}}{dU_{\dot{e}}} = - \frac{1}{R_{ko}} \left(1 - \sqrt{\frac{U_{\dot{e}}}{U_{\dot{e}0}}} \right) \quad (4.21)$$

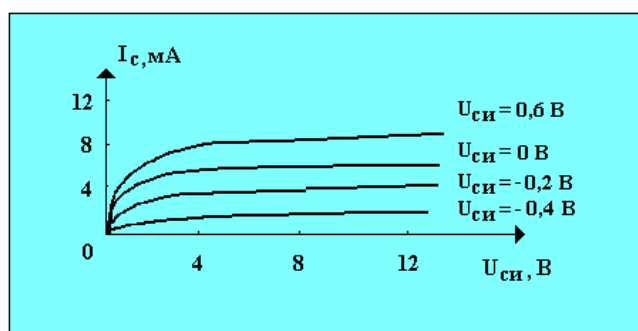
Бошқарувчи р-п ўтишли майдоний транзисторларнинг бикутбий транзисторлардан асосий афзаллиги шундаки, уларнинг доимий токка кириш қаршилиги етарлича катта. Бу транзисторларнинг доимий токка қаршилиги тескари силжитилган р-п ўтиш токи орқали аниқланади. Замонавий транзисторларда ёпқичнинг тескари силжитилган ўтиши токи бир неча наноамперни ташкил қилади. Кириш қаршилиги бу ҳолда бир неча юз мега Ом дир. Транзистор стокининг катта қаршиликларида ёпқич токи ортади. Бунга сабаб, асбобприборнинг каналидаги электрон-ковак жуфтларининг туртки ионлашиши туфайли генерацияси ва асосий бўлмаган заряд ташувчилар сонининг ортишидир. Майдоний транзисторнинг вольтампер характеристикасини ҳосил қилишда ток ўтказувчи канал қалинлиги муҳим

рол ўйнайди. Ҳақиқатан ҳам канал қанчалик тор бўлса, ҳажмий заряд шунча осон пайдо бўлади, яъни ёпқичга кучланиш қўйилмаганда ҳам.



4.5-расм. Бошқарувчи р-п ўтишли майдоний транзисторнинг чиқиш вольтампер характеристикалари (тавсифлари).

Лекин канал қалинлигининг кичрайиши, кераксиз бўлган исток ва сток орасидаги қаршиликнинг ортишига олиб келади. Демак, яхши характеристика олиш учун канал қалинлигининг оптимал қийматини танлаш керак. 4.6-расмда КП313И туридаги майдоний транзисторнинг чиқиш вольтампер характеристикалари туркуми келтирилган.



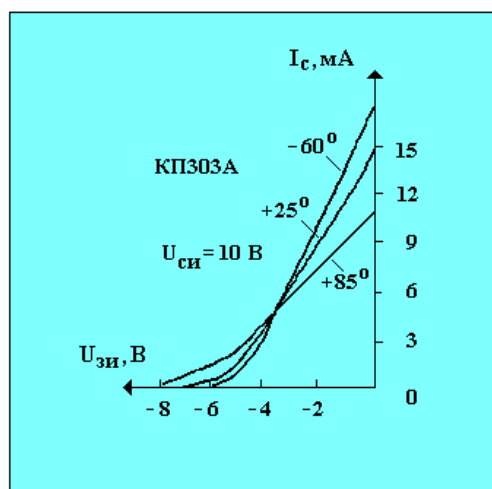
4.6-расм. КП313И туридаги майдоний транзисторнинг чиқиш вольтампер характеристикалари (тавсифнома) туркуми

Расмдан кўринадики, 4 вольтдан ошадиган сток кучланишларида сток токи амалда ундаги кучланишга боғлиқ бўлмас экан.

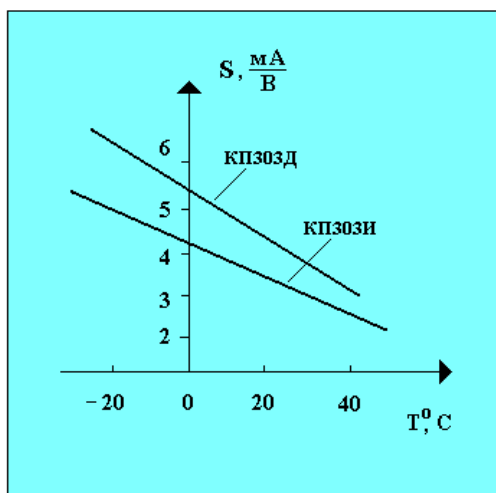
4.3. Температуравий характеристикалар

Бошқарувчи р-п ўтишли майдон транзисторларининг температуравий боғланишлари, биринчи навбатда, тескари силжитилган р-п ўтиш температурасининг ортишида заряд ташувчилар иссиқлик генерацияси тезлиги ортади. Агар бу генерация ўтишнинг ҳажмий заряди соҳасида содир бўлса, у ҳолда генерацияланган заряд ташувчилар электр майдони воситасида ажралади. Мисол тариқасида 4.1-расмда келтирилган кескин р⁺-п ўтиш зоналар диаграммасини қараб чиқамиз. п соҳада электр майдон кучлари таъсирида генерацияланган электронлар яримўтказгич ҳажмидан электронейтрал соҳага чиқарилади ва сўнгра ташқи занжирга узатилади.

Ҳажмий заряд соҳасига генерацияланган коваклар p соҳанинг p - n ўтиш орқали тескари токни ортириб ўтади. Тескари токнинг ўсиши қаршилиқнинг камайишига олиб келади ва унга мос равишда майдоний транзисторнинг кириш қаршилиги камаёди. Ёпқичнинг p - n ўтиши тескари токининг ортиши, шунингдек ҳажмий заряд соҳасининг камайиши, транзисторнинг ток ўтказувчи каналининг кенгайишига ва сток токининг ортишига олиб келади. Температура ўзгариши билан бошқарувчи p - n ўтишли майдон транзисторларининг параметрлари ўзгаришининг яна бир сабаби-бу заряд ташувчилар ҳаракатчанлигининг температуравий боғланишидир. Ҳақиқатан ҳам, агар заряд ташувчиларнинг сочилиши панжаранинг иссиқлик тебранишларида содир бўлса, бу ҳолда температура ортиши билан ҳаракатчанлик камаёди. Ҳаракатчанликнинг камайиши транзистор вольтампер характеристикасининг ёмонлашувига олиб келади. 4.7-расмда КП303А турдаги транзистор учун ёпқичдаги кучланиш ўзгаришидаги сток токининг температуравий боғланиши кўрсатилган. Ундан кўриниб турибдики, температура ортиши билан сток токи камаёди. Лекин характеристиканинг кесишиш нуқтасида сток токи температурага боғлиқ эмас. 4.8-расмда КП303Д ва КП303И турдаги транзисторларнинг вольтампер характеристикалари қиялигининг температуравий боғланиши келтирилган. Улардан кўриниб турибдики, ҳар икки турдаги транзисторлар учун, температура ортиши билан характеристика қиялиги камаёди. Бундай боғланиш барча бошқарувчи ўтишли майдоний транзисторларда кузатилади. Умумий ҳолда, бошқарилувчи ўтишли майдоний транзисторларнинг температуравий барқарорлиги бикутбий транзисторлар температуравий барқарорлигидан юқори.



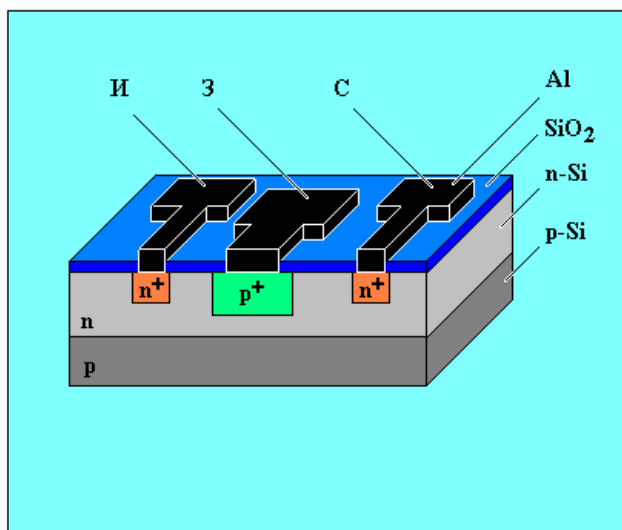
4.7-расм. КП303А турдаги транзисторнинг узатилиш характеристикаларининг температуравий боғланиши.



4.8-расм. КП303Д ва КП303И турдаги транзисторлар вольтампер характеристикалари қиялигининг температуравий боғланишлари.

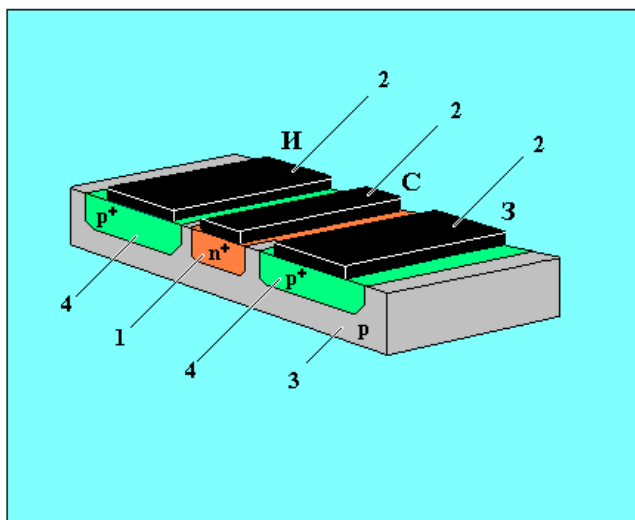
4.4. Бошқарувчи ўтишли майдоний транзисторлар турлари

Ҳозирги вақтда бошқарувчи ўтишли майдоний транзисторларнинг кўп турли тузилишлари ишлаб чиқилган. Узилиш асбоблар учун энг кўп тарқалган транзисторлар конструкцияси 4.9-расмда келтирилган. Бундай транзисторни тайёрлашда дастлабки яримўтказгичли асос сифатида ковак турдаги ўтказувчанликка эга кремний ишлатилади (p-Si). Унинг бутун сиртида ток ўтказиш канали вазифасини бажарувчи электрон ўтказувчанли қатлам (n-Si) мавжуд.



4.9-расм. n-турдаги каналли, бошқарувчи p-n ўтишга эга майдоний транзистор тузилиши.

Бошқарувчи ўтиш p турдаги ўтказувчанлик қатламига акцептор киришма (p^+) нинг локал (маҳаллий) диффузияси ёрдамида ҳосил қилинади. Исток ва сток вазифасини диффузион p^+ -қатламлар бажаради. Пластина сиртини ташқи таъсирлардан ҳимоя қилиш мақсадида, бутун пластина сирти диэлектрик (SiO_2) парда билан қопланган. Исток, ёпқич ва сток чиқишларини ҳосил қилиш учун чанглаштирилган алюминий (Al) қатлами ишлатилади. 4.10-расмда p -турдаги ток ўтказувчи каналга эга бўлган бошқарувчи p - n ўтишли майдоний транзистор тузилиш кўрсатилган. Транзисторнинг бу конструкциясида дастлабки тағлик асос сифатида p -турдаги ўтказувчанликка эга яримўтказгич ишлатилади (3). Дастлабки асос-тағликка диффузион усуллар ёрдамида p^+ -турдаги ўтказувчанликка эга қатламлар (4) ҳосил қилинган. p^+ -турдаги ўтказувчанликка эга диффузион соҳа бошқарувчи p - n ўтиш вазифасини ўтайди. Ток олувчи исток (И), сток (С) ва ёпқич (ё) электродлари сифатида чанглантирилган алюминий қатламларидан (2) фойдаланилади.

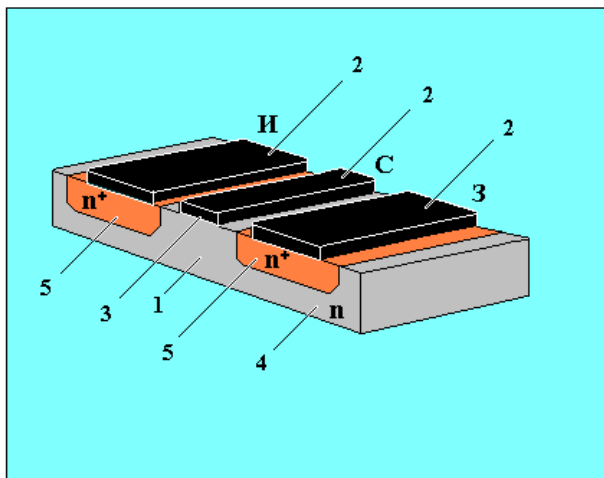


4.10-расм. p -турдаги каналли, бошқарувчи p - n ўтишли майдоний транзистор тузилиши.

4.5. Шоттки тўсиқли майдоний транзистор.

Шоттки тўсиқли майдоний транзисторнинг бошқарувчи контакти металл-яримўтказгич бўлган транзистор тамойили ишлаш бошқарувчи p - n ўтишли майдоний транзисторнинг ишлаш тамойили билан бир хил. Фарқи шундаки, бундай транзисторларда ёпқич (затвор) сифатида металл-яримўтказгич контакти ишлатилади. 1-бобда кўрсатилганидек, металл-яримўтказгич контактга U тескари кучланиш берилганда, контакт потенциаллар фарқи туфайли пайдо бўлган потенциал тўсиғи, қўйилган U кучланиш катталигига ортади. Бу ҳолда яримўтказгичнинг ҳажмий заряд қатлами катталиги L_n ҳам ортади. Ҳажмий заряд ҳаракатсиз, ионлашган донор ёки акцептор киришма атомлари туфайли ҳосил қилинганлиги сабабли, ҳажмий заряднинг ортиши,

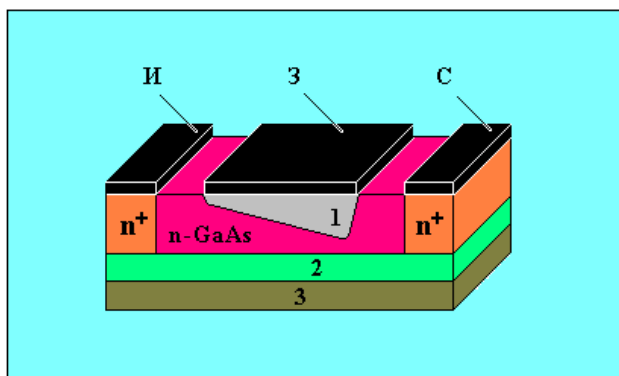
унинг яримўтказгич ичкарисига кенгайиши сабаблигина содир бўлади. L_n ҳажмий заряд қатлами қалинлиги L_n , контактга қўйилган кучланиш катталигига боғлиқ (1.44 ифодага қаранг).



4.11-расм. Шоттки тўсиқли майдоний транзистор.

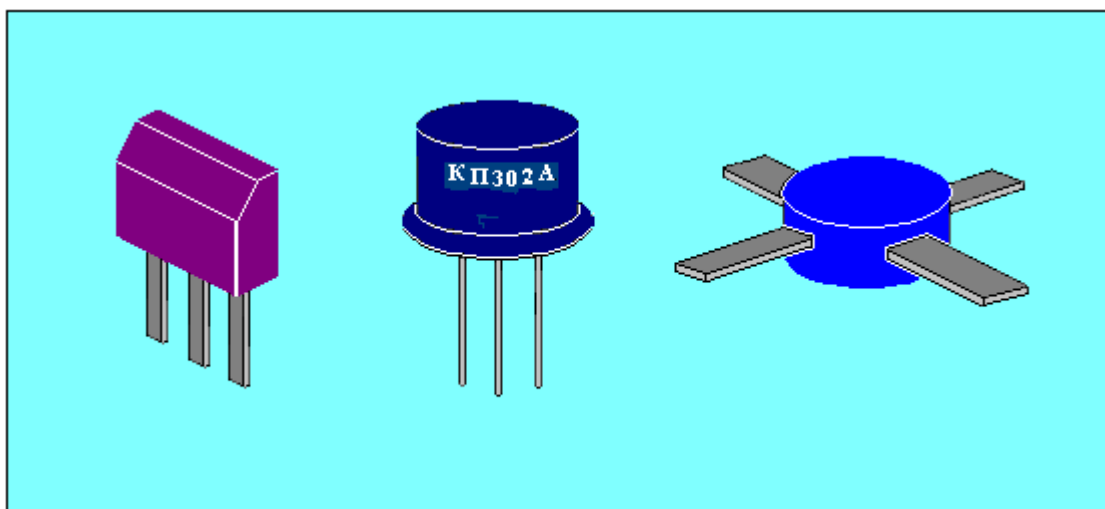
Бу боғланишдан Шоттки тўсиқли майдоний транзисторлар тайёрлашда фойдаланилади. Шоттки тўсиқли майдоний транзисторнинг тузилиши бошқарувчи p-n ўтишли майдоний транзисторнинг тузилишига ўхшаш. 4.11-расмда энг содда Шоттки тўсиқли майдоний транзистор тузилиши кўрсатилган. Бу ерда 1-n-турдаги ўтказувчанликка эга ток ўтказувчи канал, 2-исток (И) ва сток (С) нинг металлашган соҳалари, 3-транзисторнинг ёпқичи сифатида ишлатиладиган Шоттки тўсиғи, 4-n-турдаги ўтказувчанликка эга дастлабки асос, 5-исток ва стокнинг n^+ соҳалари. 4.10 ва 4.1-расмларни солиштиришдан кўринадики, Шоттки тўсиқли майдоний транзисторда бошқарувчи ўтишнинг p-қатлами йўқ. Бу қатлам металл-яримўтказгич контакт билан алмаштирилган.

Шоттки тўсиқли транзисторларни тайёрлашда GaAs энг кўп фойдаланилади. Бу яримўтказгич материалнинг фойдаланилишига сабаб, заряд ташувчиларнинг дайдиш ҳаракатчанлиги қийматининг ўта юқори эканлигидир. Хона температурасида GaAs даги электронлар ҳаракатчанлиги $8800 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$, кремнийда бу катталик $1300 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$ га тенг. GaAs да электронларнинг максимал тезлиги $2 \cdot 10^7 \text{ см/с}$ га тенг. Бу кремнийдаги электронларнинг максимал тезликларидан деярли икки марта катта. GaAs асосида тайёрланган Шоттки тўсиқли майдоний транзистор тузилиши 4.12-расмда кўрсатилган. Ундан кўриниб турибдики, транзистор n-турдаги ўтказувчанликка эга GaAs нинг юпқа пленкаси бўлиб, юқори омли (ёки ажратувчи) пластинка (3) сиртида ўстирилган.



4.12-расм. GaAs асосидаги Шоттки тўсиқли майдоний транзистор.

Катта омли қатлам GaAs ни хром ёрдамида легирлаш орқали олинали. Иккита n^+ -қатламлар орасидаги n -турдаги ўтказувчанликка эга GaAs сиртининг унча катта бўлмаган қисмига (4.12-расм) ёпқич (Ё) нинг Шоттки тўсиғи ва ҳажмий заряд қатламини (2) металл қопланади. GaAs пластинкаси ва фаол ток ўтказувчи соҳа орасида эпитаксиал буфер қатлам (2) жойлашади. Бу қатламнинг вазифаси, ток ўтказувчи каналга асос сиртидаги нуқсонлар таъсирини камайтириш. Исток (И) ва сток (С) сифатида n^+ -тур ўтказувчанлик қатламлари ишлатилади, улар Шоттки тўсиғининг ҳар иккала томонида жойлашган. Бундай турдаги транзисторларнинг афзаллиги шундаки, уларда ток ўтказувчи канал сирт сатҳидан пастда жойлашган. Бу эса заряд ташувчилар яримтказгич сиртида эмас, балки унинг ҳажмида ҳаракатланади демакдир. Заряд ташувчиларнинг ҳажмий ҳаракатчанлиги уларнинг сиртий ҳаракатчанлигидан юқори. Ҳозирги пайтда GaAs асосида майдоний транзисторлар бир неча ватт қувват сочадиган шароитда, 10-15 ГГц частоталарда ишлайди. 4.13-расмда алоҳида олинган камқувватли майдоний транзисторларнинг ташқи кўринишлари келтирилган.



4.13-расм. Кам қувватли майдоний транзисторларнинг ташқи кўриниши

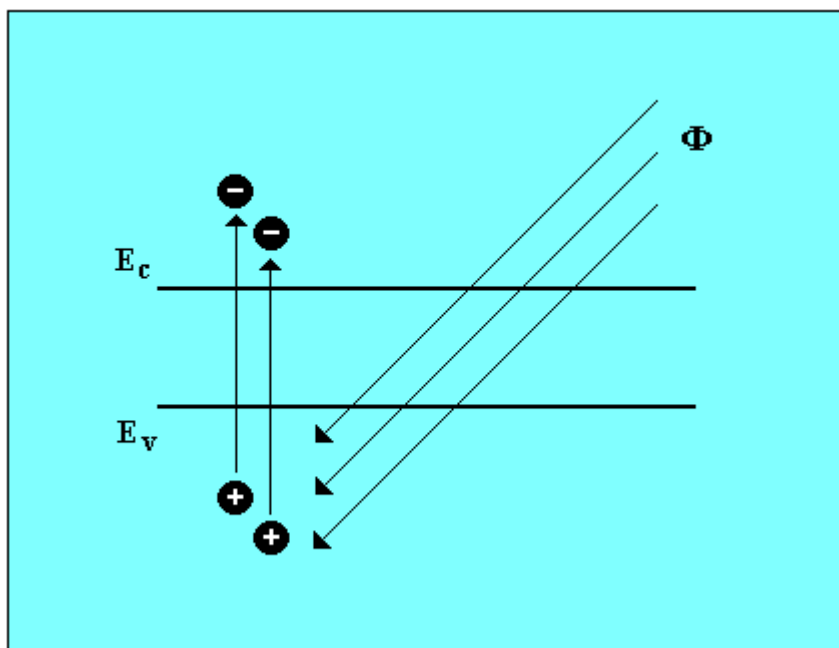
4.6. p-n ўтишли майдоний фотоқаршилиқ (фоторезистор).

p-n ўтишли майдоний транзистор юқори сезгирликка эга бўлган фотоқабулқилгич сифатида ишлатилиши мумкин. Бу имкониятни қараб чиқамиз. Яримўтказгич фотон энергияси ман этилган зона кенглигидан катта бўлган ёруғлик нурлари билан ёритилганда, яримўтказгичда электрон-ковак жуфтлари генерацияси содир бўлади. Ёруғлик туфайли уйғотилган электронлар валент зонадан ўтказувчанлик зонасига ташланади, натижада эркин электронлар сони Δn га ортади. Валент зонада эса эркин коваклар сони Δp ортади. Эркин заряд ташувчилар сонининг ўзгариши яримўтказгичнинг тўла электр ўтказувчанлиги σ нинг ортишига олиб келади:

$$\sigma = q(n + \Delta n)\mu_n + q(p + \Delta p)\mu_p$$

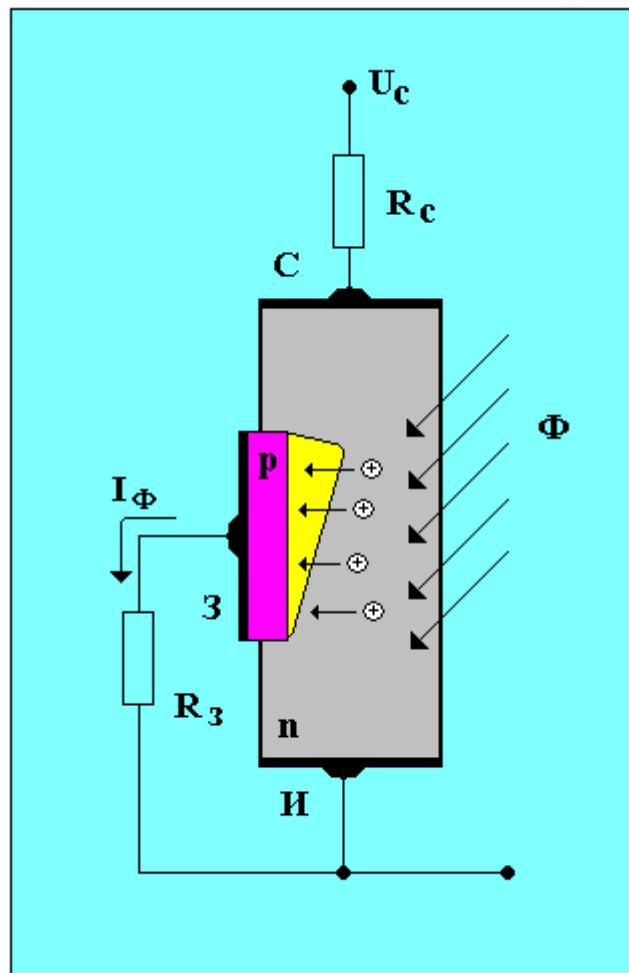
бу ерда n , p -ёруғлик бўлмаган ҳолдаги электронлар ва коваклар концентрацияси.

Агарда яримўтказгичда электр майдони бўлса у ҳолда фотогенерацияланган заряд ташувчилар ажралади ва бу майдонда қарама-қарши томонга дайдишни бошлайди. Майдоний транзисторни фотоқабулқилгич сифатида ишлаш тамойили 4.13-расмда келтирилган. Токўтказувчи каналда, квант энергияси яримўтказгич таъқиқланган зонасидан катта бўлган ёруғлик билан ёритилганда, электрон-ковак жуфтлари генерацияси содир бўлади. Электрон-ковак жуфтлари генерацияси эса эркин заряд ташувчилар сонини оширади. Тескари силжитилган p-n ўтиш ёпқичнинг электр майдон генерацияланган заряд ташувчиларни ажратади. Коваклар p соҳага ўтади ва ёпқич занжирида dI_ϕ токни пайдо қилади. Электронлар яримўтказгичнинг стоки томонга ҳаракатланади. Шуни таъкидлаш лозимки, транзистор канали орқали оқувчи ток мавжуд бўлганда ёпқич ва исток орасига кучланиш қўйилмаганда ҳам, ёпқичнинг p-n ўтиши тескари йўналишда силжиган бўлади. Фототок ёпқичнинг ташқи қаршилиги R_ϵ орқали ўтиб унда $dU_\epsilon = dI_\phi R_\epsilon$ потенциал тушувини ҳосил қилади.

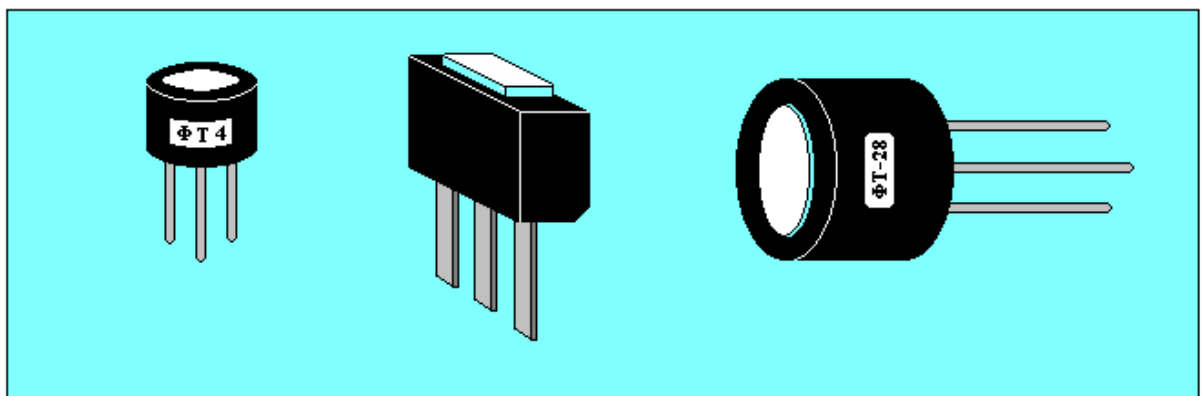


4.14-расм. Яримўтказгичда заряд ташувчиларнинг фотогенерацияси

Ёпқичда потенциал тушуви (5.8) ифодага кўра, канал орқали оқиб ўтувчи ток ўзгаришига олиб келади. Демак, транзистор стокининг токи $dI_c = S dI_c R_{\epsilon}$ катталиқка ўзгаради. Бунда фототок SR_{ϵ} марта ортади. Худди шунча марта майдоний фотоқаршилиқнинг сезгирлиги фотодиод сезгирлигидан катта. R_{ϵ} ташқи қаршилиқни орттира бориб, майдоний фототранзистор сезгирлигини орттириш мумкин. Лекин бу ҳолда $\tau = R_{\epsilon}C_{\epsilonи}$ ёпқичнинг вақт доимийси ҳам ортади, яъни транзисторнинг тез таъсир қилувчанлиги (тезкорлиги) камаяди. 4.16-расмда саноатда ишлаб чиқариладиган майдоний фототранзисторларнинг ташқи кўринишлари келтирилган.



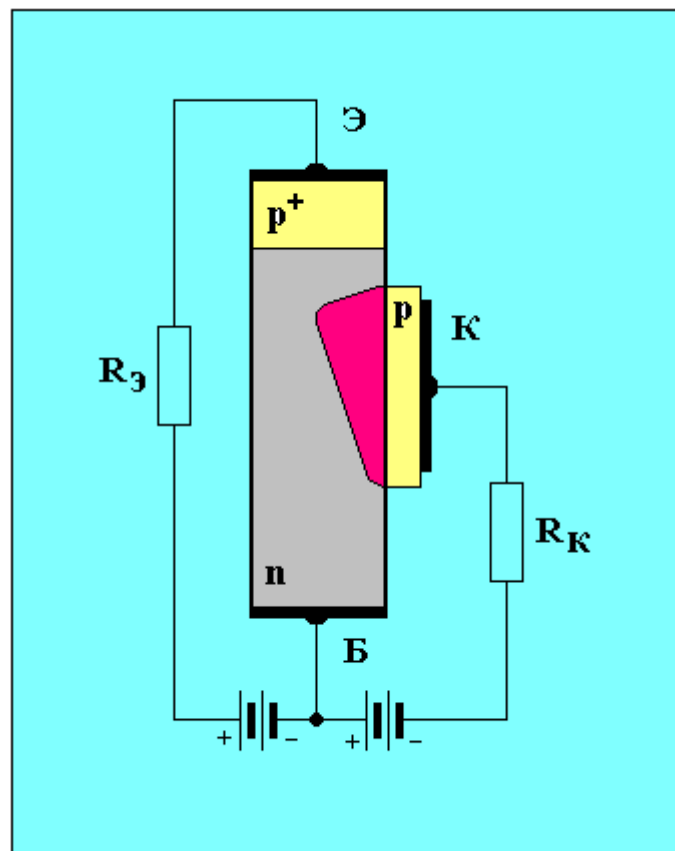
4.15-расм. Майдоний фототранзисторнинг ишлаш принципи



4.16-расм. Турли қобикларда тайёрланган майдоний фототранзисторларнинг ташқи кўринишлари

4.7. Пуркаш-майдоний транзистор

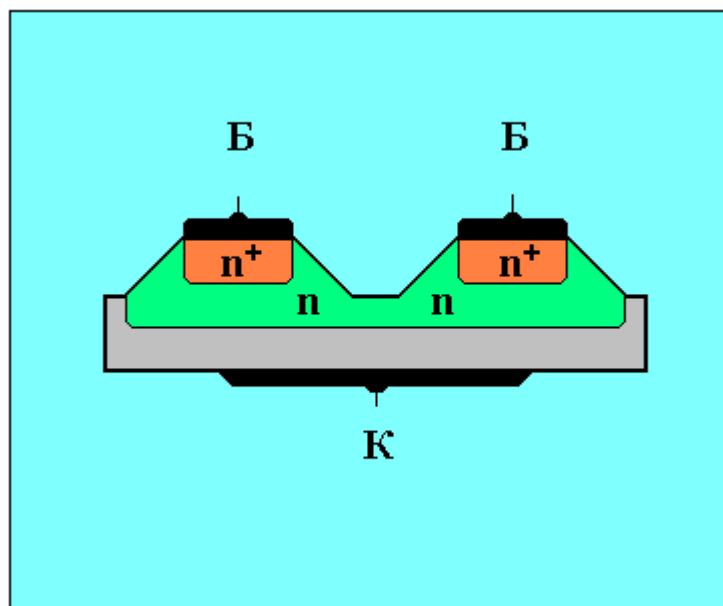
Майдоний самарадан фойдаланиладиган яна бир транзистор турини қараб чиқамиз. Бу пуркаш-майдоний транзистор р-п ўтишли майдоний транзисторлардан шу билан фарқ қиладики, омик контактлардан бири р-п ўтиш билан алмаштирилган. 4.17-расмда бундай транзисторнинг уланиши ва иш тамойили келтирилган. Бундай транзисторнинг ишлашини қараб чиқамиз. (К) коллекторга транзистор базасини (Э эмиттер ва Б база орасидаги қисм) ҳажмий заряд тўла беркитадиган бошқарувчи кучланиш берилсин. Бошқарувчи р-п ўтишли майдоний транзистор билан солиштирадиган бўлсак, бу каналнинг тўла бекитилишига мос келади. База (4.17-расмда пастки чиқиш) ва эмиттерга (4.17-расмда юқориги чиқиш) мусбат кучланиш берилганда, транзистор канали орқали энг катта ток оқиб ўтади. Эмиттер токи деб аталувчи бу ток база-эмиттер р-п ўтишининг тўғри силжиши туфайли пайдо бўлади. База ва эмиттер орасидаги кучланишнинг ортишида база-эмиттер янада очилади ва эмиттер токи ортади. Бу ҳолда коллектор токи ҳам ортади. Бу одатдаги майдоний транзисторда сток токининг ортиши билан ҳамда ток ўтказувчи канал кенглигининг камайиши билан бир хилдир.



4.17-расм. Пуркаш-майдоний транзисторнинг ишлаш принципи

Коллектордаги кучланишнинг камайиши натижасида коллектор ўтиши қаршисида канал очилади. Эмиттер-база каналининг қаршилиги камаяди, эмиттернинг тўғри йўналишдаги токи ортади. Бошқача қилиб айтганда,

эмиттер токининг ортиши канал кенглигининг ортишига, бу эса ўз навбатида эмиттер токининг келгусидаги ортишига олиб келади. Ток бўйича эмиттер занжиридаги бундай мусбат тескари боғланиш S-турдаги вольтампер характеристикаси (тавсифномаси)нинг пайдо бўлишига сабаб бўлади. Эмиттер ва база орасига доимий, тўғри кучланиш берилса ва тескари кучланиш (база ва коллектор орасидаги) орттирилса, қандай ҳодиса кузатилишини қараб чиқайлик. Бундай силжитиш режими (шароити) даставвал коллектор токининг ортишига олиб келади. Бунда коллектор токини камайишига олиб келадиган эмиттер токи камаяди. Пуркаш-майдоний транзисторнинг бундай иш мароми N-типдаги чиқиш вольтампер характеристикаси (тавсифномаси)га олиб келади. 4.18-расмда пуркаш-майдоний транзисторнинг соддалаштирилган тузилиши келтирилган. Бу ерда дастлабки асос сифатида (К) коллектор бўлиб ҳисобланувчи p-турдаги ўтказувчанликка эга яримўтказгичдан фойдаланилади. База (Б) ва эмиттер (Э) соҳалари учун n^+ ва p^+ соҳалар ташкил этилган бўлиб, улар алюминий ёрдамида металлаштирилган.

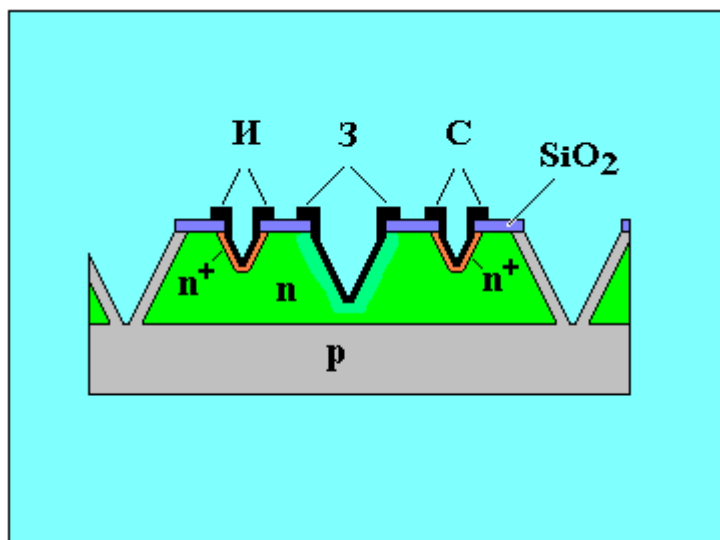


4.18-расм. Пуркаш-майдоний транзисторнинг тузилиши

4.8. V–тирқишли майдоний транзисторлар

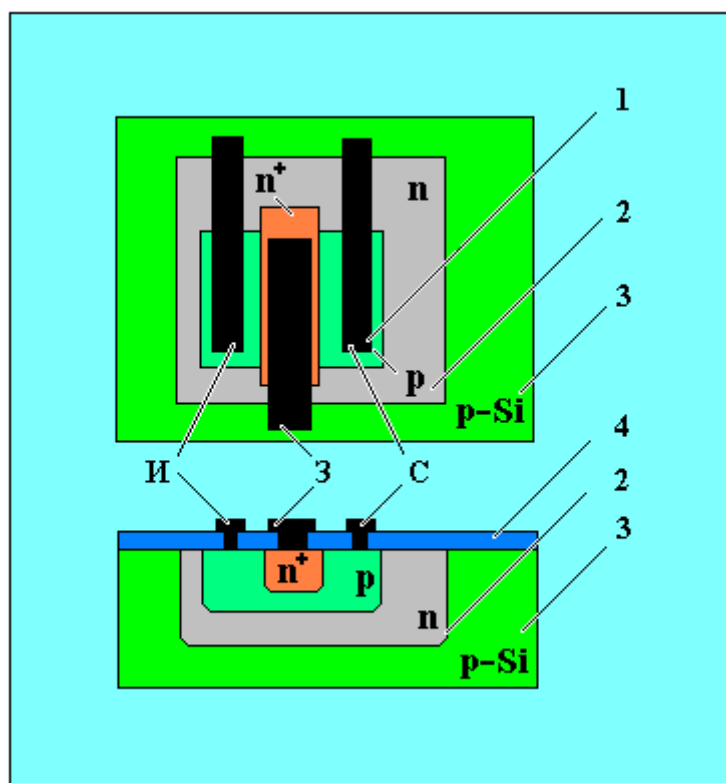
V-тирқиш (канавка) ли майдоний транзисторлар p-турдаги ўтказувчанликка эга кремний асосида тайёрланади. Таглик пластинканинг устида (100) кристаллографик йўналишдаги n-турдаги эпитаксиал кремний катлами ўстирилган. V-тирқишлар эпитаксиал катламни анизотроп едириш орқали ҳосил қилинади. Едирилган тирқиш пластинканинг горизонтал сирти билан $54,7^\circ$ га тенг бурчакни ташкил қилади. 4.19-расмда юқорида айтиб ўтилган технология асосида яратилган майдоний транзисторлардан бирининг вертикал кесими келтирилган. Ундан кўриниб турибдики, V-тирқишлар кўринишдаги канал қатламини камайтиришга хизмат қилади. Исток ва сток

сифатида алюминий ёрдамида металлаштирилган кучли легирланган p^+ соҳалар ишлатилади. Интеграл майдоний транзисторларда V-кўринишли тирқишлар транзисторларни бир-биридан ажратиш мақсадида ҳам ишлатилади. V-тирқишли майдоний транзисторларнинг асосий афзаллиги шундаки, тирқишлардан фойдаланмай тайёрланган майдоний транзисторларга нисбатан, уларнинг қиялик характеристикалари юқори ва очиқ ҳолатда каналларининг қаршилиги кичик.



4. 19-расм. V-кўринишдаги тирқишли майдоний транзисторлар

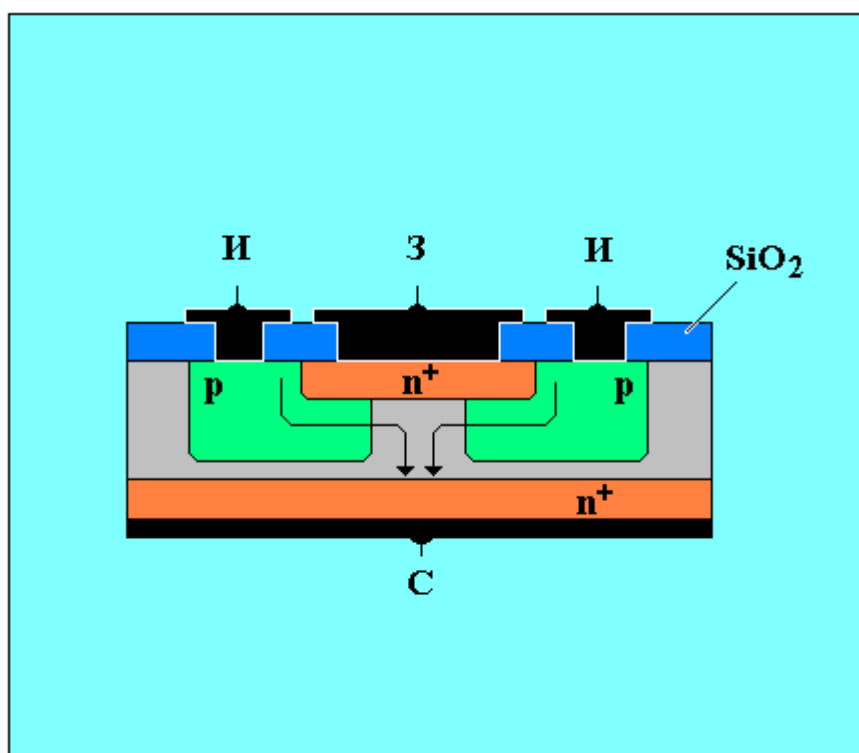
4.20-расмда бошқарувчи p-n ўтишли майдоний транзистор таркиби келтирилган бўлиб, бу таркиб интеграл микросхемалар тайёрлашда кенг ишлатилади. Бу транзисторнинг таркиби (тузилиши) p-p-n туридаги бикутбий транзистор таркиби (тузилиши) билан бир хил. Бу ерда дастлабки асос (З) сифатида ҳам p-турдаги ўтказувчанликка эга яримўтказгичдан фойдаланилади. Канал вазифасини асосий асосдан n-қатлам билан ажратилган, p қатлам қисми (4.20-расмда p ҳарфи билан тасвирланган) бажаради. Ёпқич сифатида махсус хосил қилинган p^+ соҳа қисмидан фойдаланилади. Исток ва сток соҳалари фақатгина бу канал орқали боғланишлари учун, p^+ қатлам қисми p соҳага нисбатан кенгроқ қилиб тайёрланган (4.20-расмнинг юқори қисмига қаранг). Натижада ёпқичнинг p^+ қатлами, умумий ёпқични ташкил қилиб ажратувчи n соҳа билан контакт хосил қилади. Ташқи таъсирдан ҳимоя қилиш мақсадида бутун транзистор сирти SiO_2 қатлами билан қопланган (4). Исток (И), ёпқич (затвор) (Ё) ва сток (С) қатламларига металл контактлар (1) қилиш мақсадида SiO_2 пардада токчалар қолдирилган.



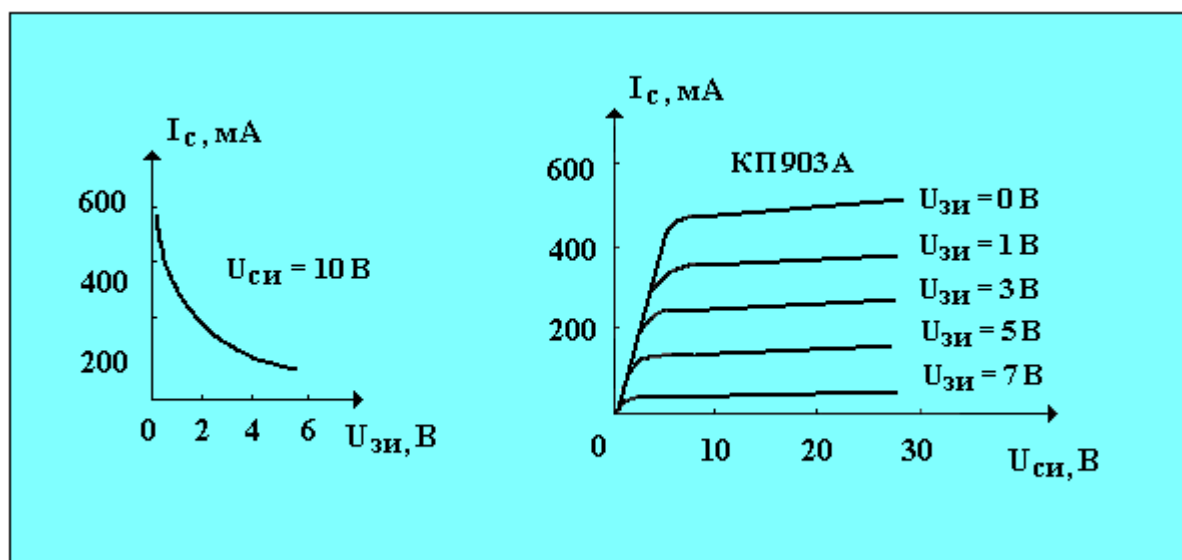
4. 20-расм. p-турдаги ўтказувчанликли бошқарувчи p-n ўтишли интеграл майдоний транзистор

қувватли майдоний транзисторлар. Юқори қувватларни улашда ёки қувватли сигналларни кучайтиришда, транзисторнинг асосий параметри фойдали иш коэффиценти ва қувват исрофи ҳисобланади. Калитли ишлаш режимларида очик ҳолатдаги майдоний транзисторлар қаршилиги минимал бўлиши зарур. Бу ҳолда қувват исрофи ҳам энг кичик бўлади. Очик ҳолатдаги транзистор қаршилиги каналнинг омик қаршилиги билан аниқланади. Каналнинг қаршилиги унинг узунлигини камайтириш (1.10-расмдаги L параметр) ёки унинг кенглигини ошириш (1.10-расмдаги «а» параметр) камайтириш мумкин. Канал узунлиги турли усуллар ёрдамида камайтириш мумкин. Планар тузилишли транзистор (1.13-1.18 расмлар) ўрнига вертикал тузиш транзисторлардан фойдаланиш шундай усуллардан биридир. Бундай тузилишларда транзисторларнинг бутун сирти ток йўналишига перпендикуляр. 4.21-расмда «вертикал» технология бўйича тайёрланган транзистор тузилишининг кўндаланг кесими келтирилган. Бу ерда яримўтказгичли пластинканинг бир сиртида майдоний транзисторнинг истоки (И) ва ёпқичи (Ё), бошқа сиртида эса сток (С) жойлашган. Ёпқич ва сток соҳалари n^+ турдаги ўтказувчанликка эга бўлса, исток соҳаси p^+ турдаги ўтказувчанликка эга. Истокдан стокка оқиб ўтадиган ток йўналиши, бундай транзисторларда кўрсаткич ёрдамида кўрсатилган. Канал қаршилигини камайтиришнинг бошқа усули-параллел уланган каналлар сонининг кўп бўлишидир. Бундай тузилишдаги транзисторлар кўп каналли транзисторлар номини олган. Бундай транзисторларда исток ва сток, барча тузилишлар учун

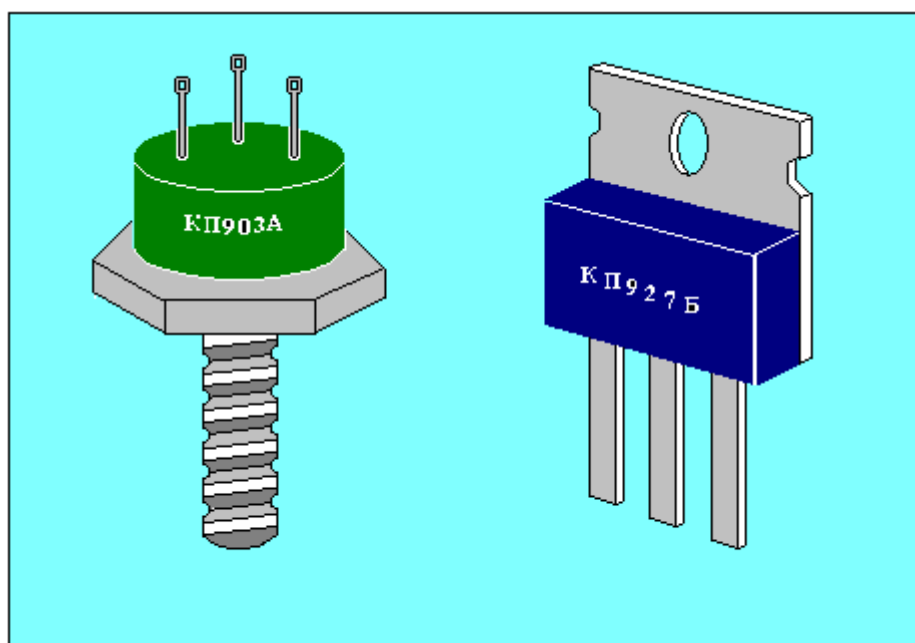
умумий, ёпқичнинг бошқарувчи электроди бир-биридан ажратилган бир неча токўтказувчи каналлар устида жойлашган. Ёпқичга камбақаллаштирувчи бошқарувчи кучланиш берилганда барча каналлар бир вақтда беркилади. Транзистор тузилмаларида каналлар сонининг ортиши, очик ҳолатда умумий қаршилиқнинг кескин камайиши ва бутун транзисторнинг сочувчи қуватининг ортишига олиб келади. Мисол тариқасида қуватли КП903А турдаги транзисторнинг, истоки ва стоки орасига қўйилган кучланиш 10 В бўлган ҳолдаги кириш $I_{си}=I_{си}(U_{ёи})$ вольтампер характеристикалари ва исток ҳамда ёпқич орасидаги турли кучланишларда чиқиш характеристикалари (тавсифномалари) туркуми келтирилган. КП903А транзистор планар-эпитаксиал технологиядан фойдаланиб р-турдаги ўтказувчанликка эга кремний кристалли асосида тайёрланган. Транзисторнинг ток ўтказувчи канали п-турдаги ўтказувчанликка эга бўлиб, ёпқич сифатида тескари р-п ўтишдан фойдаланилган. 4.23-расмда турли мамлакатларда ишлаб чиқарилган металл-керамик, металл-пластмаса ва пластмасса қобиқларда тайёрланган, бошқарувчи ўтишли бир неча қувватли майдоний транзисторларнинг ташқи кўринишлари келтирилган.

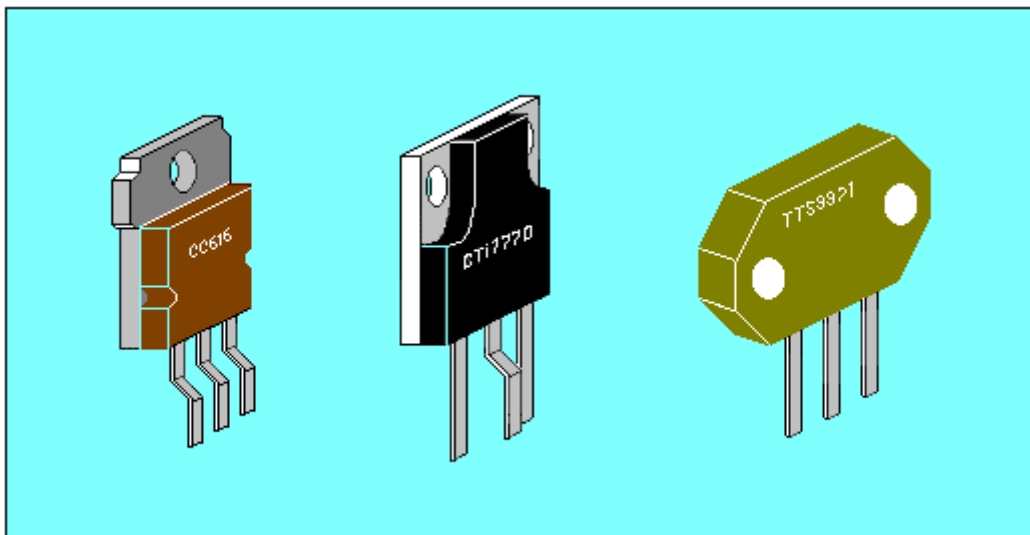


4.21-расм. Вертикал транзисторнинг тузилиши



4.22-расм. КР903А турдаги қувватли майдоний транзисторнинг вольтампер характеристикалари (тавсифномалари)



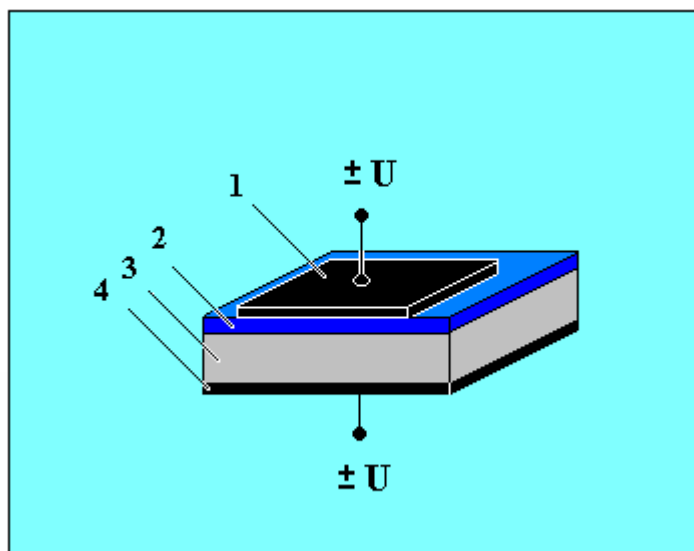


4.23-расм. Бошқарувчи р-п ўтишли баъзи қувватли майдоний транзисторларнинг ташқи кўриниши

5. Боб. Ажратилган ёпқичли майдоний транзисторлар

5.1. Майдон самараси

Ажратилган ёпқичли майдоний транзисторлар ишлаш тамойили асосида майдон самараси ётади. Майдон самараси-бу ташқи майдоннинг яримўтказгич электр ўтказувчанлигига таъсирidir. Бу эфферктни 5.1-расмда келтирилган металл-диэлектрик-яримўтказгич (МДЯ) тузилмаси мисолида қараб чиқамиз. Расмдан кўриниб турибдики МДЯ тузилишида, яримўтказгичли пластинка металлдан юпқа қатламдаги диэлектрик орқали ажратилган. Агар бундай тузилишга U ташқи кучланиш қўйилса, яримўтказгич-металл ва яримўтказгич ажралиш чегараларида турли ишорали электр зарядлар ҳосил бўлади. Металлда ҳосил бўладиган зарядлар бевосита унинг сиртида жойлашади. Яримўтказгичда пайдо бўладиган зарядлар эса ҳажмий заряд қатламини ҳосил қилиб, унинг бирор чуқурлигигача тарқалади. Бу сиртолди соҳаларида эркин заряд ташувчилар сонини ортиши туфайли яримўтказгич электр ўтказувчанлигининг ўзгаришига олиб келади. Металл электродга қўйилган кучланишнинг қутбига қараб, яримўтказгичнинг сиртолди қатламининг қаршилиги ортиши ҳам мумкин, камайиши ҳам мумкин.



5. 1-расм. МДЯ-тузилмаси.

1-металл, 2-диэлектрик, 3-яримўтказгич, 4-омик контакт.

n-турдаги яримўтказгичнинг сиртолди соҳасидаги ҳажмий заряд ҳосил бўлишининг назарияси асосларини қараб чиқамиз.

МДЯ тузилмага U кучланиш қўйилганда, электр майдони яримўтказгич калинлиги бўйича ҳаракатчан зарядлар концентрациясини ўзгартиради. Координатага боғлиқ бўлган электронлар $n = n(x)$ ва коваклар $p = p(x)$ концентрацияларининг қийматлари қуйидагича аниқланиши мумкин:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{q\phi}{kT}\right); \quad p = p_0 \exp \frac{q\phi}{kT},$$

(5.1)

бу ерда n_0 -яримўтказгич чуқурлигида эркин электронларнинг мувозанатли концентрацияси, p_0 —яримўтказгич чуқурлигидаги эркин ковакларнинг мувозанатли концентрацияси, k -Больцман доимийси, T -температура.

(5.1) ифодадан кўринадики, $\phi(x)$ нинг ортиши билан n катталиқ кескин камаяди, p катталиқ эса кескин ортади. Бошқача қилиб айтганда яримўтказгич-диэлектрик ажаралиш чегарасига яқинлашган сари эркин электронлар концентрацияси камайиб эркин коваклар концентрацияси ортади. n-турдаги ўтказувчанликка эга бўлган яримўтказгичнинг электронлар билан асосланган ҳажмий заряд зичлиги

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

(5.2)

га тенг бўлади, бу ерда q -электрон заряди, N_d -донор киришманинг ионлашган атомлари концентрацияси. Аксарият яримўтказгичларда хона температурасида барча кичик ўлчамдаги донор киришмалар тўла ионлашган, яъни $n_0 = N_d$. Шу сабабли

$$\rho(x) = q[n_0 - n(x)] \quad (5.3)$$

Яримўтказгич ҳажмида коваклар билан асосланадиган ҳажмий заряд зичлиги қуйидагича:

$$\rho(x) = q[p(x) - p] \quad (5.4)$$

Яримўтказгичдаги ҳажмий заряд зичлигияда $\rho(x)$ ни $\varphi(x)$ орқали Пуассон тенгламаси ёрдамида ифодалаш мумкин (бу ерда ва келгусида $\varphi = \varphi(x)$ ва $p = p(x)$ деб ҳисоблаймиз):

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (5.5)$$

бу ерда ε -яримўтказгичнинг диэлектрик сингдирувчанлиги, ε_0 -электр доимийси, яъни $8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м. Шу сабабли, ҳажмий заряд зичлиги ҳам нолга тенг, яъни $\rho = 0$. Бу эркин электронлар концентрацияси (манфий зарядли) ионлашган донор киришма ва эркин коваклар концентрацияларига (мусбат зарядланган) тенг эканлиги билан тушунтирилади, яъни

$$n_0 = N_d + p_0 \quad (5.6)$$

Сирт яқинида, яъни электр майдони мавжуд бўлган соҳада бу тенглик бузилади ва зичлиги:

$$\rho(x) = q[n(x) - n_0] + q[p(x) - p_0] \quad (5.7)$$

бўлган ҳажмий заряд ҳосил бўлади. (5.1) ифодани ҳисобга олган ҳолда яримўтказгичнинг сиртолди қатламида тўпланган (локаллашган) ҳажмий заряд қуйидаги тенглама кўринишида ёзилади:

$$\rho = -qn_0 \left[\exp\left(-\frac{q\varphi}{kT}\right) - 1 \right] + qp_0 \left[\exp\left(\frac{q\varphi}{kT}\right) - 1 \right] \quad (5.8)$$

(5.5) тенгламани ечиш учун, янги ўзгарувчилар киритамиз:

$$\psi = \frac{q\varphi}{kT}; \quad Y = \frac{n_0}{n_i} = \frac{n_i}{p_0}; \quad L^2 = \frac{\varepsilon_0 kT}{2q^2 n_i} \quad (5.9)$$

бу ерда n_i -яримўтказгичдаги хусусий заряд ташувчиларнинг концентрацияси. (5.9) ифодани (5.8) га қўйиб ва Пуассон тенгламасидан (5.5) фойдаланиб қуйидаги тенгламани оламиз:

$$2 \frac{d^2 \psi}{dx^2} = L^{-2} \left[Y(\exp(-\psi) - 1) - Y^{-1}(\exp \psi - 1) \right] \quad (5.10)$$

Олинган (5.10) тенгламани ечиш учун унинг иккала томонини $d\psi/dx$ га кўпайтириб:

$$2 \frac{d\psi}{dx} \frac{d^2 \psi}{dx^2} = \frac{d}{dx} \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 \quad (5.11)$$

ифодадан фойдаланамиз. Сўнгра (5.11) ифоданинг чап ва ўнг томонини dx га кўпайтириб ва ψ бўйича интеграллаб қуйидагини оламиз:

$$\int d \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 + C = L^{-2} \int_0^\psi \left[Y(\exp(-\psi) - 1) - Y^{-1}(\exp(\psi) - 1) \right] d\psi \quad (5.12)$$

Бундан қуйидаги ифодани оламиз:

$$\left(\frac{d\psi}{dx} \right)^2 = L^{-2} F^2(\psi, Y) + C \quad (5.13)$$

бу ерда:

$$F^2(\psi, Y) = Y[1 - \exp(-\psi)] + Y^{-1}[1 - \exp(\psi)] + \psi(Y^{-1} - Y) \quad (5.14)$$

(5.13) ифода таркибига кирувчи C интеграллаш доимийси, яримўтказгич ҳажмида $x \rightarrow \infty$ да $\psi = 0$ ва $d\psi/dx=0$ чегаравий шартлардан фойдаланиб аниқланиши мумкин. Демак, $F(\psi)=0$ ва мос равишда $C=0$. +аралаётган ҳолда, $qU>0$ ва $d\psi/dx>0$ эканлигини ҳисобга олиб, (5.13) ифодадан қуйидаги қийматни оламиз:

$$\frac{d\psi}{dx} = L^{-1}F(\psi, Y) \quad (5.15)$$

(5.3), (5.4) ва (5.12) муносабатлардан фойдаланиб, яримўтказгичнинг сирт олди қатламларида ташқи майдон таъсири билан характерланидиган эркин электронлар концентрацияси ўзгаришини топамиз:

$$\begin{aligned} \Delta n &= \int_0^\infty [n(x) - n_0] dx = n_0 \int_0^\infty [\exp(-\psi) - 1] dx = \\ &= n_0 \int_0^\infty [\exp(-\psi) - 1] \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^{-1} d\psi = n_0 L_n F(\psi_s, Y), \end{aligned} \quad (5.16)$$

бу ерда

$$F(\psi_s, Y) = \int_0^{\psi_s} \frac{\exp(-\psi) - 1}{F(\psi, Y)} d\psi \quad (5.17)$$

Яримўтказгичнинг сиртолди қатламидаги эркин коваклар концентрацияси ўзгариши, худди электронлар холидагига ўхшаш аниқланади:

$$\begin{aligned} \Delta p &= \int_0^\infty [p(x) - p_0] dx = p_0 \int_0^\infty (\exp \psi - 1) dx = \\ &= p_0 \int_0^\infty (\exp \psi - 1) \left(\frac{d\psi}{dx} \right)^{-1} d\psi = p_0 L \Phi(\psi_s, Y), \end{aligned} \quad (5.18)$$

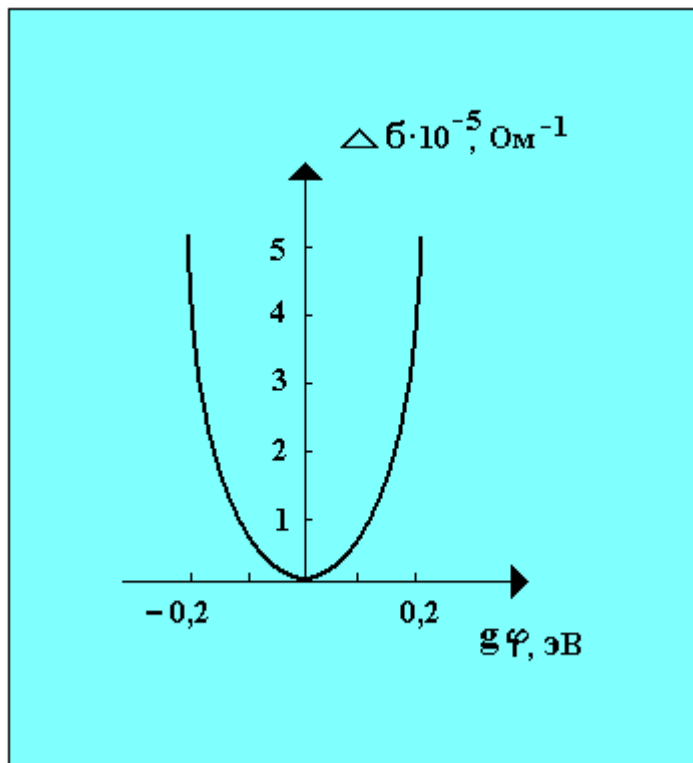
бу ерда

$$\Phi(\psi_s, Y) = \int_0^{\psi_s} \frac{\exp \psi - 1}{F(\psi_s, Y)} d\psi \quad (5.19)$$

Яримўтказгичнинг сиртолди ўтказувчанлигининг сиртий потенциалга ва МДЯ тузилмага қўйилган кучланиш катталигига боғлиқ бўлган тўла ўзгариши қуйидаги муносабатдан топилади:

$$\Delta \sigma = q\mu_n \Delta n + q\mu_p \Delta p \quad (5.20)$$

5.2-расмда n-ўтказувчанликка эга бўлган ўтказгич учун $\Delta\sigma$ сиртий ўтказувчанликнинг n турдаги $q\varphi_s$ катталиikka боғлиқлиги кўрсатилган. Расмдан кўринадики $q\varphi_s$ катталикининг ҳам манфий, ҳам мусбат қийматларида ортиқча ўтказувчанлик катталиги кучли ортади.

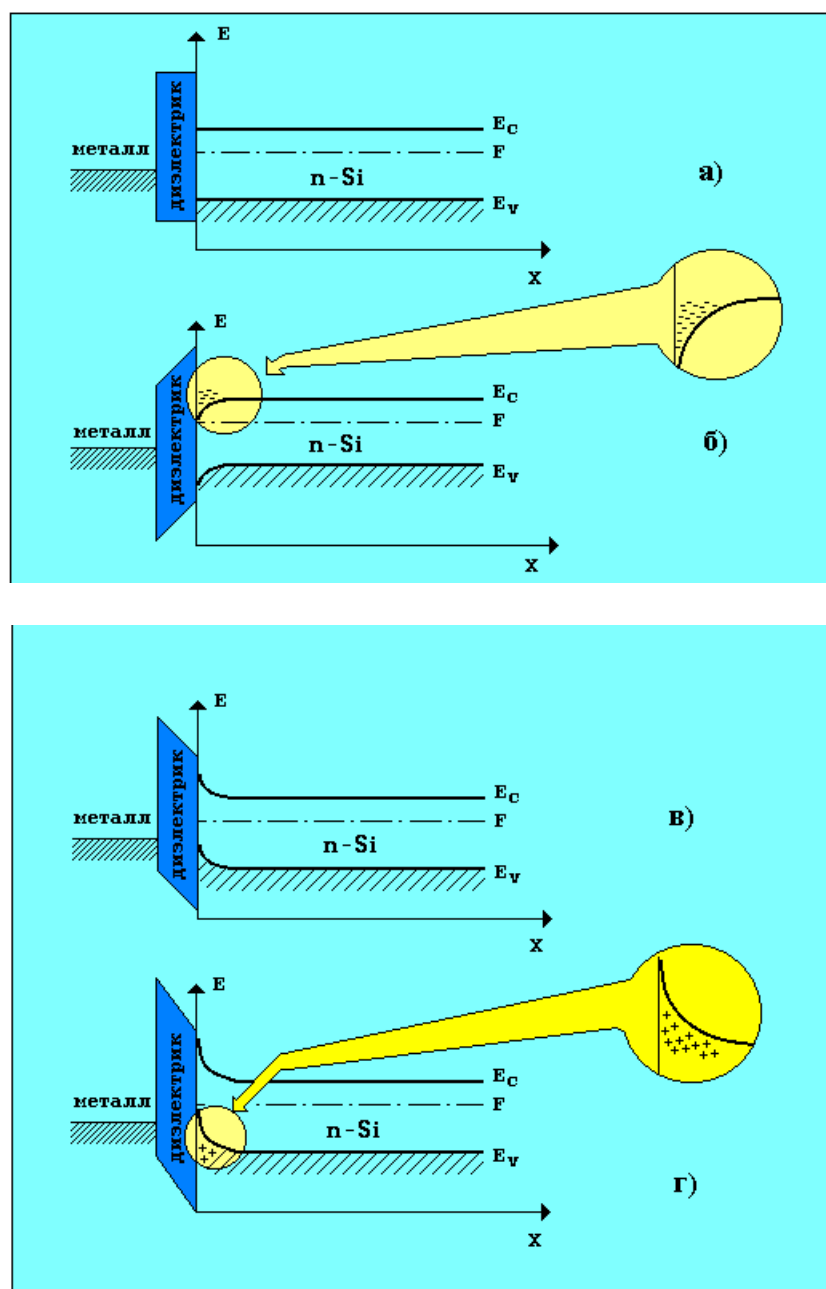


5.2-расм. Кремний учун сирт олди ўтказувчанликнинг $q\varphi$ катталиikka боғлиқлиги

$$T=300 \text{ K. } N_d=4 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}.$$

Ҳақиқатан ҳам, яримўтказгичга тескари қийматли кучланиш қўйилганда, яримўтказгич-диэлектрикнинг ажралиш чегарасида етарли катта сондаги электронлар тўпланади. Бу эса унинг сиртолди соҳасининг ўтказувчанлигининг ортишига олиб келади. Яримўтказгичга қўйилган кучланишнинг кичик манфий ва мусбат қийматларида ўтказувчанликнинг ортиши катта эмас. Яримўтказгичга қўйилган мусбат кучланишининг ортиши билан сиртолди қатламида эркин электронлар сони камаяди ва коваклар концентрацияси ортади. Бу қутбли кучланишнинг кейинги ортишида коваклар концентрацияси p электронлар концентрациясидан сезиларли ортади ва электрон туридаги ўтказувчанлик ковак типидagi ўтказувчанликка айланади. Бу ҳолда яримўтказгичнинг сирт олди қатлами ўзгариши янада сезиларли катта бўлади. Барча юқорида айтиб ўтилганлар металл-диэлектрик-яримўтказгич тузилманинг потенциал диаграммалари ёрдамида яхши тушунтирилади. 5.3-расмда қўйиладиган кучланишнинг қутби ва турли

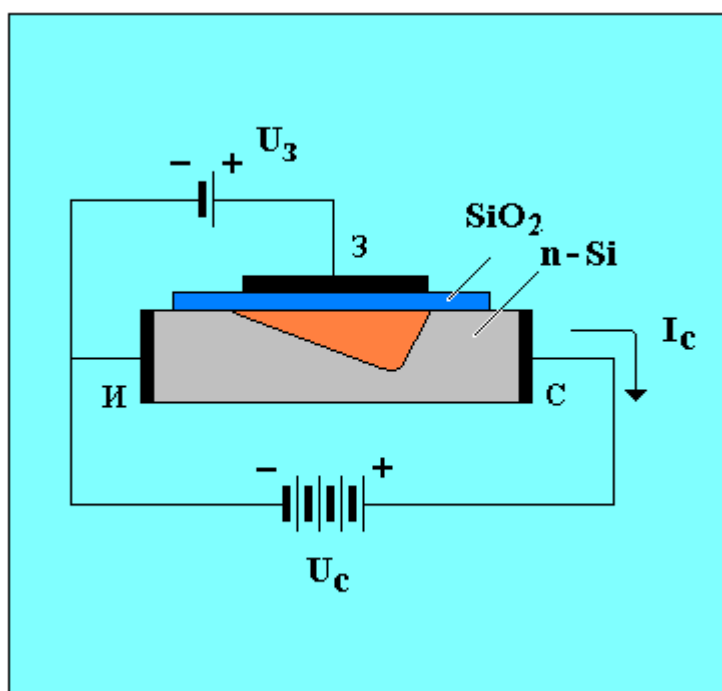
қийматлари учун металл-диэлектрик-яримўтказгич (кремний) тузилмасининг потенциал диаграммалари келтирилган.



5.3-расм. МДЯ тузилманинг потенциал диаграммалари:
а) – ноль кучланишда, б) – бойитувчи кучланишда,
в) – камбағаллаштирувчи кучланишда, г) – сиртий ўтказувчанлик
инверсиясига мос кучланишда.

Бу расмда x координата ажралиш чегарасидан яримўтказгич ичкарасига томон олинган, яъни яримўтказгич-диэлектрикнинг ажралиш чегарасида $x=0$.

Яккаланган ёпқичли майдоний транзисторнинг соддалаштирилган тузилиши ва ишлаш принципи 5.4-расмда келтирилган. Бу ерда исток (И) нинг икки металл контакти орасида жойлашага электрон турдаги ўтказувчанликка эга яримўтказгич, С-сток ток ўтказувчи канални ҳосил қилади. Контактларга кўрсатилган кутбли ташқи U кучланиш уланганда, U_c кучланиш катталигига боғлиқ бўлган электрон токи (I_c) оқиб ўтади. Бошқарувчи контакт (Ё-ёпқич) ўтказгичдан юпқа диэлектрик қатлам орқали ажратилган бўлиб, диэлектрик сифатида кўпчилик ҳолларда кремний икки оксиди (SiO_2) ишлатилади.



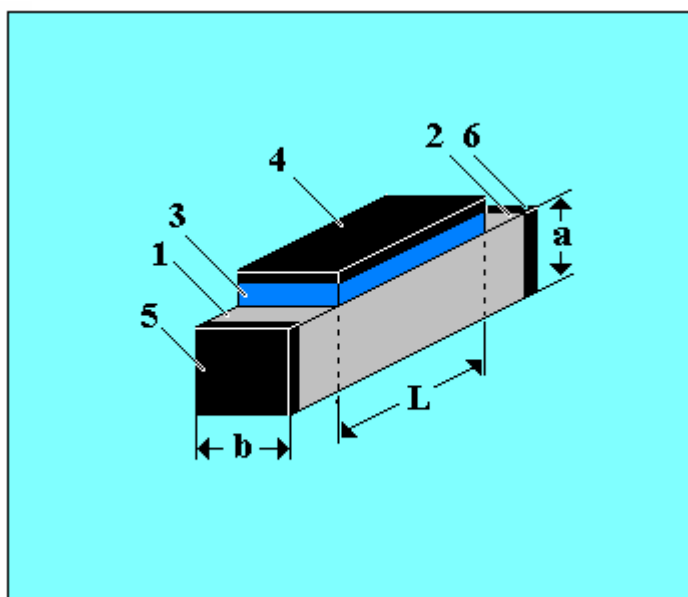
5.4-расм. Яккаланган (ажратилган) ёпқичли майдоний транзисторнинг ишлаш принципи.

Яримўтказгичдаги ёпқич (Ё) ва исток (И) орасига U_c кучланиш берилганда, диэлектрик билан ажралиш чегарасида электр майдони пайдо бўлади. Ҳосил бўлган электр майдони ҳажмий заряд соҳасини электронларни ажралиш чегарасидан итариб пайдо қилади. 1-Бобда айтиб ўтилганидек, ҳажмий заряд қатлами катта электр қаршилигига эга, чунки унда ҳаракатланувчан зарядлар деярли йўқ. Бу деган сўз, бу қатламнинг ҳосил бўлишида транзисторнинг ток ўтказувчи канали қаршилиги ортади ва бунинг натижасида канал орқали оқиб ўтадиган ток камаяди. Ёпқичда кучланиш ортиши билан ҳажмий заряд соҳаси кенглиги ортади ва натижада канал орқали оқиб ўтувчи ток ортади. Бошқача қилиб айтганда, яккаланган ёпқичли майдоний транзисторда канал орқали истокдан стокка томон оқиб ўтадиган ток бошқарилувчи ёпқич

кучланиши орқали амалга оширилади. Яккаланган ёпқичли майдоний транзисторнинг ишлаш принципи худди шу самарага асослангандир.

5.2. Яккаланган ёпқичли майдоний транзисторларнинг вольтампер характеристикалари.

Яккаланган ёпқичли майдоний транзисторларнинг вольтампер характеристикаларини ҳисоблаш учун транзисторнинг 5.5-расмда келтирилган ва соддалаштирилган моделидан фойдаланамиз. Бу расмда 1,2-мос равишда исток ва сток соҳалари 3-ёпқич остидаги диэлектрик, 4-ёпқичнинг металл электроди, 5-6-исток ва стокнинг металл электродлари, a, b, L -ток ўтказувчи каналнинг геометрик ўлчамлари.



5.5-расм. Яккаланган ёпқичли майдоний транзисторнинг соддалаштирилган модели

Аниқлик учун ток ўтказувчан канал n -турдаги ўтказувчанликка эга бўлсин. Ташқи кучланиш мавжуд бўлмаган ҳолда, каналнинг электр ўтказувчанлиги қуйидаги маълум муносабат орқали ифодаланиши мумкин:

$$\sigma = qn\mu, \quad (5.21)$$

бу ерда q -электрон заряди, n, μ -эркин электронлар концентрацияси ва ҳаракатчанлиги. Транзистор ёпқичига мусбат кучланиш берилганда, ҳаракатчан электронлар электр майдони кучлари таъсирида яримўтказгич сиртидан яримўтказгич-диэлектрик ажралиш соҳасига тортилади ва бу билан сиртолди қатламининг электр ўтказувчанлиги ортади:

$$\sigma = q\mu(n + \Delta n) \quad (5.22)$$

Бу ифодада Δn -каналдаги электронлар концентрациясининг ўзгариши бўлиб, бу ўзгариш каналдаги тўла заряд Q , электроннинг заряди q ва ток ўтказувчан канал геометрик ўлчамлари a, b, l орқали ифодаланиши мумкин:

$$\Delta n \propto Q / qabL \quad (5.23)$$

Каналнинг тўла заряди Q , канал сиғими C ва ёпқичга қўйилган U_{ϵ} кучланиш билан қуйидаги муносабат орқали боғланган:

$$Q \propto C U_{\epsilon} \quad (5.24)$$

(5.23) ва (5.24) ифодалардан фойдаланиб, (5.22) муносабатни қуйидагича ёзишимиз мумкин:

$$\sigma = q\mu\left(n + \frac{CU_{\epsilon}}{qabL}\right) \quad (5.25)$$

Транзистор ёпқичига манфий кучланиш берилганда, ҳаракатчан электронлар электр майдон кучлари таъсирида яримўтказгич-диэлектрик ажралиш чегарасидан яримўтказгич чуқурлигига томон итарилиб, сирт олди қатлами электр ўтказувчанлигини камайтиради. Бу ҳолда канал ўтказувчанлигини, (5.25) га ўхшаш, қуйидаги ифода ёрдамида аниқлашимиз мумкин:

$$\sigma = q\mu\left(n - \frac{CU_{\epsilon}}{qabL}\right) \quad (5.26)$$

Ёпқичнинг етарлича катта U_{ϵ} манфий кучланишларида ($U_{\epsilon}=U_{\epsilon 0}$) канал ўтказувчанлиги нолгача камаяди. Бу ҳолда (5.26) ифодадан қуйидагини оламиз:

$$qn\mu = \mu \frac{CU_{\epsilon 0}}{abL} \quad (5.27)$$

Сўнгра (5.26) ва (5.27) муносабатлардан фойдаланиб, транзистор канали ўтказувчанлигини:

$$\sigma = \mu \frac{C}{abL} (U_{\epsilon 0} - U_{\epsilon}) \quad (5.28)$$

кўринишида оламиз. $\sigma = 1/\rho$ ва $R_k = \rho L / ab$ эканлигини эътиборга олиб, канал қаршилигини ёпқичга қўйилган кучланиш функцияси сифатида аниқлаймиз:

$$R_k = \rho \frac{l}{ab} = \frac{L^2}{\mu C} \frac{1}{U_{\varepsilon 0} - U_{\varepsilon}} \quad (5.29)$$

(5.29) ифода канал қаршилигини, транзистор стокига қўйилган кучланиш таъсирини ҳисобга олмаган ҳолда ифодалайди. U_c кучланишнинг ҳажмий заряд соҳаси кенглигига таъсири сток яқинида кузатила бошлайди. (5.24-расм). Шундай қилиб стокда кучланиш мавжуд бўлганда, исток яқинида ёпқичга қўйилган кучланиш U_{ε} га, сток яқинида эса $U_{\varepsilon} = U_c$ га тенг. Бошқача қилиб айтганда, ёпқичга қўйилган кучланиш координата функциясидир. Шу сабабли, транзистор стокида кучланиш мавжуд бўлганда, (5.29) ифодадан фақатгина каналнинг эътиборга олмаса ҳам бўладиган кичик dx қисми учун фойдаланиш мумкин:

$$dR_k(x) = \frac{R_k}{L} dx \quad (5.30)$$

Сўнгра (5.29) ва (5.30) ифодалардан фойдаланиб қуйидагини оламиз:

$$dR_k(x) = \frac{R_k}{L} dx = \frac{L}{\mu C} \frac{dx}{[U_{\varepsilon 0} - (U_{\varepsilon} + U(x))]} \quad (5.31)$$

Стокка кучланиш берилганда, транзистор стоки орқали I_c сток токи оқиб ўтади ва dx узунликка тенг ҳар бир қисмда $U(x)$ потенциал тушувини ҳосил қилади:

$$dU(x) = I_c dR_k(x) \quad (5.32)$$

(5.31) ифодани (5.32) га қўйиб, потенциал тушуви учун қуйидаги муносабатни оламиз:

$$dU(x) = I_c \frac{L}{\mu C} \frac{dx}{U_{\varepsilon 0} - (U_{\varepsilon} + U_c)} \quad (5.33)$$

$x=0$ да, $U=0$ ва $x=L$ да $U=U_c$ бошланғич шартларни эътиборга олиб (5.33) ифодани интеграллашдан сўнг қуйидагини оламиз:

$$I_c \frac{L}{\mu C} \int_0^l dx = \int_0^{U_c} \{U_{\varepsilon 0} - [U_{\varepsilon} + U(x)]\} dx \quad (5.34)$$

Бу ердан п турдаги ўтказувчан киритилган канал мавжуд бўлган яккаланган ёпқичли майдоний транзисторнинг вольтампер характеристикаси учун ифодани топамиз:

$$I_c = \frac{\mu C}{L^2} \left(U_{\varepsilon 0} - U_{\varepsilon} - \frac{U_c}{2} \right) U_c \quad (5.35)$$

Олинган ифода U_c катталигининг кичик қийматларидагина, яъни канал тўла очик бўлган ҳолдагина ўринлидир. U_c нинг катта қийматларида ёпқичга қўйилган кучланишнинг ортиши ва канал кесимининг камайиши ҳисобига сток токи ўсишининг камайиши ва тўйиниши содир бўлади. Бу ҳолда $U_{\varepsilon 0} = U_{\varepsilon} + U_c$ ёки $U_c = U_{\varepsilon 0} - U_{\varepsilon}$. ни (5.35) ифодага қўйиб, тўйиниш токи учун қуйидаги ифодани оламиз:

$$I_{нас} = \frac{\mu C}{2L^2} (U_{\varepsilon 0} - U_{\varepsilon})^2 \quad (5.36)$$

(5.36) ифодадан кўринадик, тўйиниш шароитида сток токи стокдаги кучланишга боғлиқ бўлмасдан, фақат ёпқичдаги кучланиш катталигига боғлиқ бўлар экан. Сток токи катталиги ўзгаришининг ёпқичдаги кучланиш ўзгаришига боғлиқлигини ифодасини олиш учун вольтампер характеристиканинг тўйиниш қисмида қиялик тушунчаси киритилади:

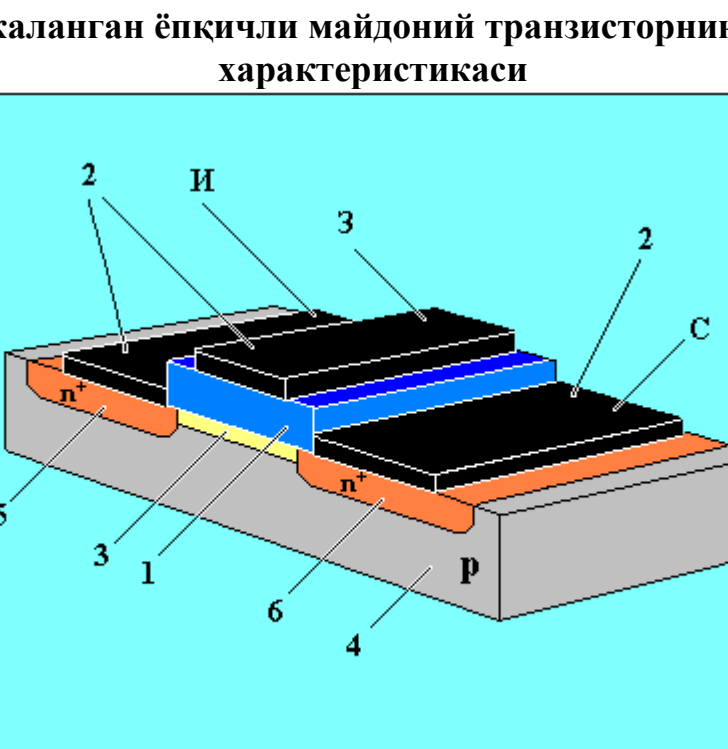
$$S = \frac{dI_{нас}}{dU_{\varepsilon}} \approx \frac{\mu C}{L^2} (U_{\varepsilon 0} - U_{\varepsilon}) \quad (5.37)$$

(5.35), (5.36) ва (5.37) ифодалар каналнинг асосий заряд ташувчилар билан бойиши, яъни п-турдаги ўтказувчанликли каналга эга бўлган транзистор ёпқичига мусбат кучланиш берилган деган фараз асосида келтириб чиқарилди. Камбағаллашиш маромида (шароитида), яъни бу транзистор ёпқичига тескари кучланиш берилганда, канал ўтказувчанлиги камаяди. Сток токи тўйиниш токи ва тўйиниш ҳолатидаги вольтампер характеристикаси қиялиги фақатгина U_{ε} ва $U_{\varepsilon 0}$ кучланишлар олдидаги ишора ўзгариши билан фарқ қилади. 5.6-расмда ўрнатилган каналга эга бўлган, яккаланган ёпқичли майдоний транзисторнинг бойитувчи ва камбағаллаштирувчи кучланишлар берилган ҳолдаги чиқиш вольтампер характеристикалари келтирилган. Узук чизиқлар билан сток токининг тўйиниш соҳаси кўрсатилган. 5.7-расмда п-турдаги ўтказувчанликли канал киритилган, кремний асосида тайёрланган яккаланган ёпқичли майдоний транзисторнинг тузилиши батафсил келтирилган. Бу ерда яримўтказгичли таглик сифатида р-турдаги

A graph showing the collector current I_c on the vertical axis versus the collector voltage U_c on the horizontal axis. Three curves are plotted, corresponding to different base voltages U_3 :

- The top curve is labeled $U_3 > 0$.
- The middle curve is labeled $U_3 = 0$.
- The bottom curve is labeled $U_3 < 0$.

All three curves start at the origin (0,0) and increase monotonically, eventually saturating at higher values of U_c . A vertical dashed line is drawn through the graph, intersecting all three curves at the same U_c value. The saturation current I_c is highest for $U_3 > 0$ and lowest for $U_3 < 0$.



A 3D schematic diagram of a semiconductor device structure. The base is a grey block labeled 'p'. On top of the base, there are two orange regions labeled 'n+'. Between these 'n+' regions is a blue layer labeled 'И' and a yellow layer labeled 'С'. On top of the blue layer is a black rectangular block labeled '3'. On top of the yellow layer is another black rectangular block labeled '2'. The entire structure is surrounded by a grey material labeled '5'. The bottom of the structure is labeled '6'. The top surface of the base is labeled '1'. The top surface of the 'n+' regions is labeled '2'. The top surface of the blue layer is labeled '3'. The top surface of the yellow layer is labeled '4'. The top surface of the black blocks is labeled '5'.

5.7-расм. n-турдаги киритилган каналли, яккаланган ёпқичга эга майдоний транзистор тузилиши:

1–диэлектрик қатлам, 2-исток (И), ёпқич (Ё) ва сток (С) нинг металл электродлари, 3-ток ўтказувчи канал, 4-яримўтказгичли асос, 5,6–исток ва стокнинг p^+ -соҳалари.

5.3. Сирт ҳолатининг майдоний транзисторлар характеристикаларига (тавсифнома) таъсири

Маълумки, яримўтказгич сирти рухсат этилган энергетик зоналар билан электронлар алмашиш имкониятига эга кўп сондаги сиртий электрон ҳолатларни ўз ичига олади. Бу электрон ҳолатлар сиртда даврий кристалл панжаранинг узилиши ва унда турли, адсорбцияланган киришмаларнинг мавжудлиги билан асосланган. Бу ҳолда сиртий ҳолатларнинг энергетик сатҳлари яримўтказгичнинг тақиқланган зонасида локаллашган (жойлашган). Сиртда рухсат этилган зона билан электрон алмашиш имкониятига эга бўлган сиртдаги энергетик сатҳлар мавжудлиги майдоний транзисторлар хусусиятларига таъсир кўрсатади.

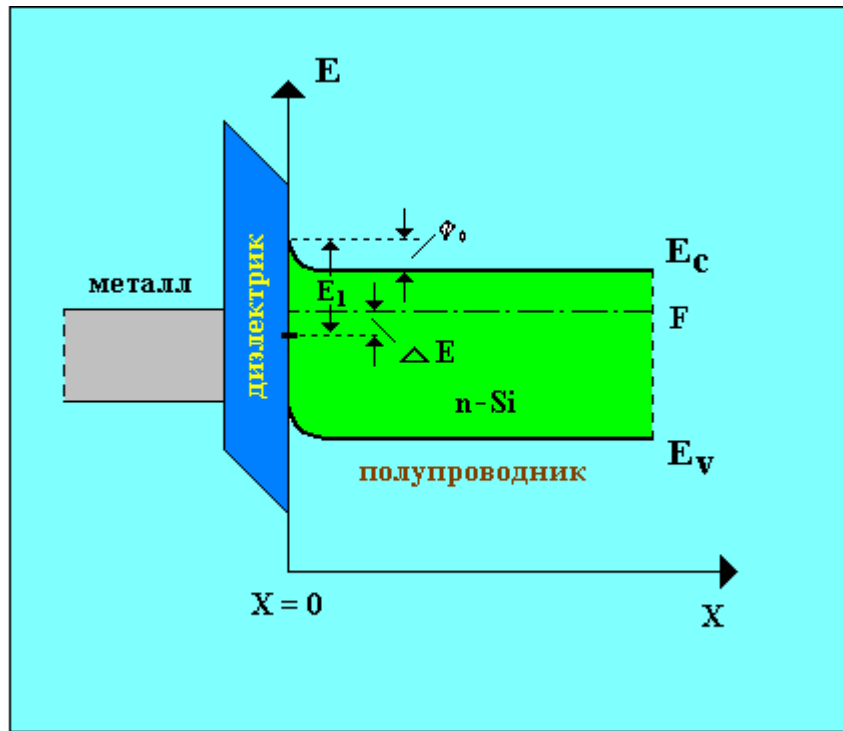
Мисол тариқасида металл-диэлектрик-яримўтказгич тузилмаси энергетик диаграммасида N_s зичликка эга бўлган, сирт ҳолатларида жойлашган (локаллашган) заряд таъсирини қараб чиқамиз. (5.7-расм). Диэлектрик-яримўтказгич ажралиш чегарасида битта дискрет - Ферми сатҳидан ΔE масофага пастда жойлашган акцепторли энергетик сатҳ E_1 мавжуд бўлсин. Сирт ҳолатининг тўла заряди Q_s , бу ҳолатларда жойлашган (локаллашган) электронлар орқали ифодаланиши мумкин:

$$Q = qn_s \quad (5.38)$$

бу ерда

$$n_s = \frac{N_s}{\exp\left(-\frac{\Delta E}{kT}\right) + 1} \quad (5.39)$$

Бу ерда N_s –сиртий ҳолатлар зичлиги, ΔE -сирт сатҳининг энергетик ҳолати, k -Больцман доимийси, T -температура.



5.7-расм. Сиртий ҳолатлар мавжуд бўлганда МДЯ тузилмасининг энергетик диаграммаси.

Сиртий сатҳ ҳолатини (5.7-расм) ҳисобга олиб қуйидагини топамиз:

$$\Delta E = E_1 - \varphi_0 + F \quad (5.40)$$

(5.40) ифодани (5.39) га қўйиб:

$$n_s = \frac{N_s}{\exp\left(-\frac{E_1 - \varphi_0 + F}{kT}\right) + 1} \quad (5.41)$$

муносабатни оламиз. Яримўтказгичдаги тўла заряд Q_0 Пуассон тенгламаси ёрдамида аниқланади:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{q\rho(x)}{\varepsilon_0} \quad (5.42)$$

Бу ердан ҳажмий заряд зичлиги катталигини топиб оламиз:

$$\rho(x) = \frac{\varepsilon_0}{q} \frac{d^2\varphi}{dx^2} \quad (5.43)$$

Яримўтказгичдаги зарядни унинг зичлиги орқали ифодалаймиз

$$Q_0 = \int_0^{\infty} \rho(x) dx \kappa - \frac{\varepsilon_0}{q} \int_0^{\infty} \frac{d^2 \varphi}{dx^2} dx \kappa - \frac{\varepsilon_0}{q} \frac{d\varphi}{dx} \Big|_{x=0} \quad (5.44)$$

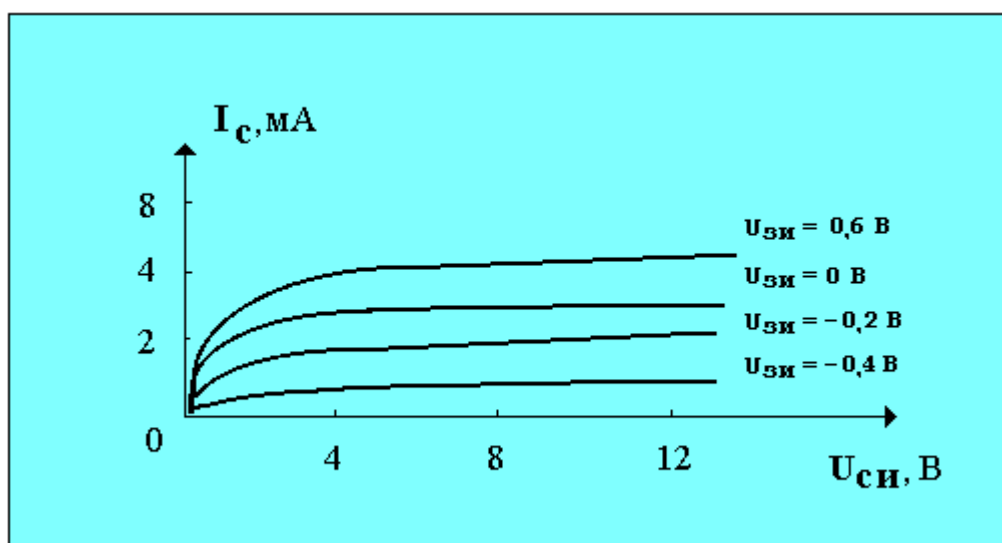
Сўнгра, электронейтраллик шартидан фойдаланамиз. Бу шартга кўра яримўтказгичда электронлар бир қисмининг акцепторли сиртий ҳолатларга ўтиши натижасида ҳосил бўладиган Q_0 заряд сиртий ҳолатлар зарядига Q_s тенг:

$$Q_s = Q_0 \quad (5.45)$$

(5.45), (5.44), (5.38) ифодалар ва (2.13) тенгламадан фойдаланиб, яримўтказгич энергетик зоналари эгилишининг катталигини топамиз:

$$\varphi_0 = \varphi_0(n, p, n_s, \rho) \quad (5.46)$$

Олинган ифодадан кўринадики, сиртий ҳолатлар мавжуд бўлганда, ташқи майдон бўлмаса ҳам, яримўтказгичнинг энергетик зоналари эгриланган бўлади, чунки яримўтказгич-диэлектрик ажралиш соҳасида киритилган электр майдони мавжуд. Бундай майдоннинг мавжудлиги каналнинг беркитилиши кучланиши катталигига, вольтампер характеристика қиялигига, тўйиниш шароитидаги сток токига, транзисторнинг частотавий ва температуравий параметрларига таъсир кўрсатади. Мисол тариқасида п-турдаги ўтказувчанликка эга КП313А майдоний транзисторнинг турли ёпқич кучланишларида ва хона температураси шароитида олинган вольтампер характеристикалари туркуми келтирилган. Расмдан кўриниб турибдики, сток ва исток орасидаги кучланиш 4 В дан ошганда, транзисторнинг сток токи тўйинишга етади ва кучланишга боғлиқ бўлмай қолади:



5.8-расм. КП313А туридаги майдоний транзисторнинг чиқиш вольтампер характеристикалари.

5.4. Майдоний транзисторларда тешилиш

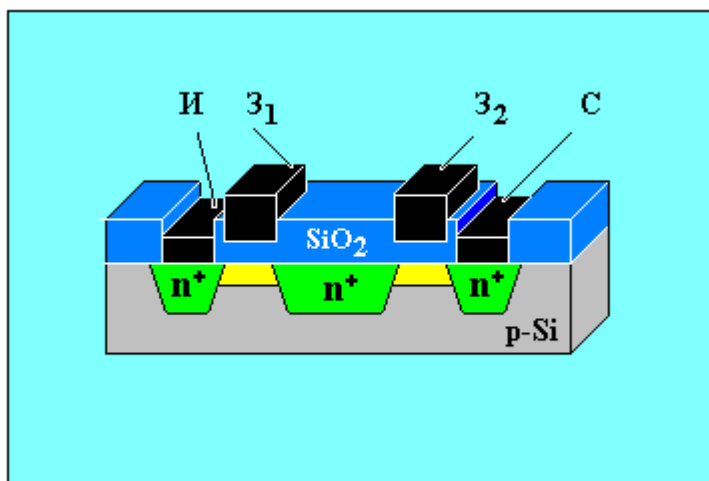
Майдоний транзистор ёпқичига бошқарувчи кучланиш берилганда, диэлектрикдаги электр майдон кучланганлиги ортади. Электр индукциясининг сақланиш қонунига мос диэлектрикда электр майдон кучланганлиги E_d ва яримўтказгичдаги электр майдон кучланганлиги E_n диэлектрикнинг ажралиш чегарасида қуйидаги муносабат орқали боғланган:

$$E_d = E_n \cdot \left(\frac{\epsilon_n}{\epsilon_d} \right)$$

бу ерда ϵ_n ва ϵ_d яримўтказгич ва диэлектрикнинг диэлектрик сингдирувчанликлари. Si-SiO₂ контакт учун, яримўтказгичдаги электр майдон кучланганлиги кўчкили тешилиш қийматига етган ҳолда ($3 \cdot 10^5$ В·см⁻¹), диэлектрикдаги электр майдон кучланганлиги тахминан уч марта катта. Етарлича катта электр майдонларда, диэлектрикнинг тешилиши содир бўлади ва шу сабабли унда эркин заряд ташувчилар сони ортади. Бунда диэлектрик ўзининг ажратувчанлик хусусиятини йўқотади. Кремний диоксидида электр майдон кучланганлиги 7-8 МВ см⁻¹ га етганда уни тешилишга олиб келадиган токнинг ортиши юзага келади. Иссиқлик усули ёрдамида кремнийда ўстирилган, SiO₂ диэлектрик қатламининг тешилиш кучланиши қатлам қалинлиги, дастлабки кремнийнинг легирланиш даражаси ва температурага боғлиқ бўлади. Температура ортиши билан тешилиш кучланиши камаяди. +алинлиги 1000А° дан катта бўлган SiO₂ парда учун тешилиш бошланадиган электр майдон кучланганлиги тақрибан $9 \cdot 10^{-6}$ В·см⁻¹ ни ташкил қилади. Майдоний транзистор каналида заряд ташувчиларнинг максимал дайдиш тезликларини олиш учун, каналдаги электр майдон кучланганлигини ошириш мақсадга мувофиқдир. Лекин транзистор каналида майдон кучланганлигининг ортиши билан туртки ионлашиши туфайли электрон-ковак жуфтларининг генерация жадаллиги ортади. Ҳақиқатан ҳам, электр майдон кучланганлиги ортиши билан эркин заряд ташувчилар ўзларининг икки тўқнашуви орасидаги вақтда, панжара атомлари туртки ионлашиши учун етарли бўлган энергияни олади. Бунда заряд ташувчиларнинг сони кескин ортади. Электрон-ковак жуфтларининг жадал пайдо бўлиши, майдоннинг максимал соҳасига, яъни сток яқинидаги ҳажмий заряд соҳасига тўғри келади. Сток яқинида пайдо бўладиган электронлар канал майдони таъсирида транзистор стокига кетади. Коваклар майдон таъсирида исток томонга дайдийди. Бу жараёнлар транзисторлар вольтампер характеристикаларининг ўзгаришига олиб келади.

5.5. Икки ёпқичли (затворли) майдоний транзистор.

Яккаланган ёпқичли майдоний транзисторларнинг энг тарқалган турларидан бири икки ёпқичли майдоний транзистордир. Бундай транзистор тузилиши 5.9-расмда келтирилган. Бу ерда дастлабки асос сифатида р-турдаги ўтказувчанликка эга диффузион n^+ соҳали исток (И) ва сток (С) ли кремнийдан фойдалнилади. п-турдаги ўтказувчанликка эга ток ўтказувчи канал n^+ қатлам орқали икки қисмга ажралган. Ҳар бир ажратилган қисм устида бошқарувчи ёпқич ($\bar{E}_1$) ва ($\bar{E}_2$) металл электродлари ҳосил қилинган. Бутун яримўтказгич сирти диэлектрик қатлам билан қопланган бўлиб, ток ўтказувчи канал устидаги диэлектрик қатлами қалинлиги пластинканинг бошқа қисмлари устидаги қалинликдан етарлича кичик. Мисол тариқасида КП306А турдаги икки ёпқичли майдоний транзисторнинг вольтампер характеристикалари келтирилган. 10-жадвалда эса бу транзисторнинг максимал рухсат этилган параметрлари келтирилган.



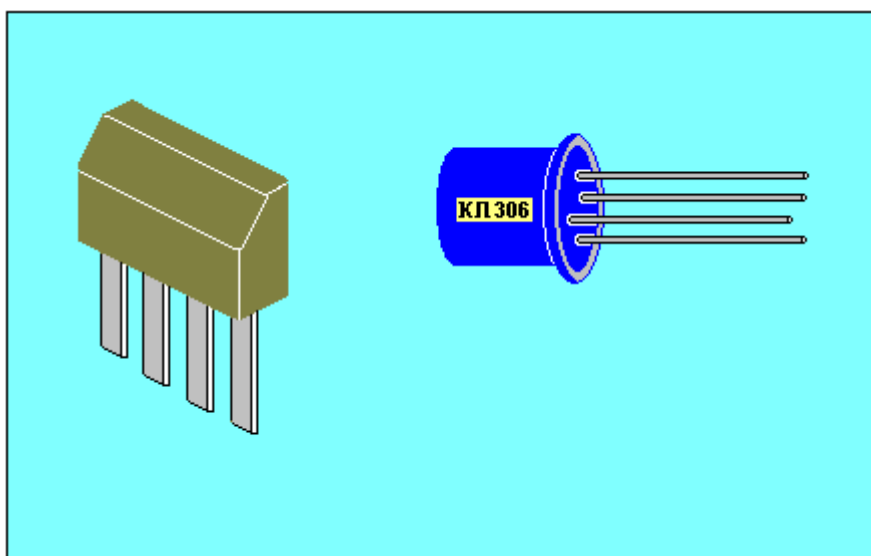
5.9-расм. Икки ёпқичли майдоний транзистор.

10-жадвал

Параметр (максимал қиймат)	Белгиланиши	Катталик	Ўлчов бирлиги
Доимий сток токи	$I_{с\ max}$	20	мА
Ёпқичлар орасидаги кучланиш	$U_{\bar{e}\bar{e}\ max}$	25	В
Сток-исток кучланиш	$U_{си\ max}$	20	В
1-ёпқич ва исток орасидаги кучланиш	$U_{\bar{e}_1и\ max}$	20	В
2-ёпқич ва исток орасидаги кучланиш	$U_{\bar{e}_2и\ max}$	20	В
1-ёпқич бўйича	S_1	5	мА/ В

характеристика			
2-ёпқич бўйича характеристика	S_2	3	мА/ В
1-ёпқич ва сток орасидаги кучланиш	$U_{ё1с\ max}$	20	В
2-ёпқич ва сток орасидаги кучланиш	$U_{ё2с\ max}$	20	В
Сочилувчи қувват $T=60\cdots+35^0C$ $T=+125^0C$	$P\ max$	0,15 0.05	Вт Вт
1-ёпқич сирқиш токи	$I_{ё1\ ут}$	5	нА
Максимал кучайтириш частотаси	$f\ max$	800	МГц

5.11-расмда металл ва пластмасса қобикларда тайёрланган КП306 турдаги иккиёпқичли майдоний транзисторнинг ташқи кўриниши келтирилган.



5.11-расм. КП306А майдоний транзисторнинг ташқи кўриниши.

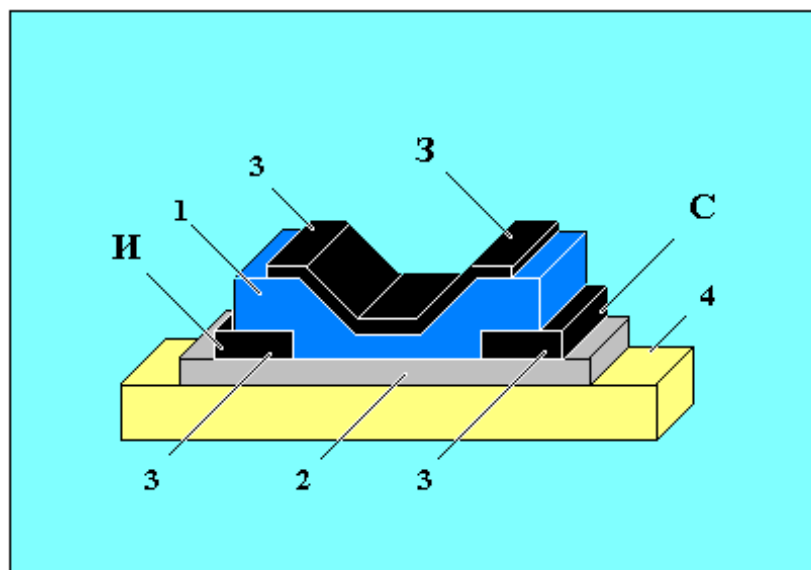
5.6. Юпқа қатламли (юпқа қопламали) майдоний транзисторлар

Юпқа қопламали транзисторнинг тузилмаси ўз ичига ажратувчи тагликка кетма-кет ўтказилган яримўтказгич, диэлектрик ва металл қатламларни ўз ичига олади. 5.12-расмда бундай транзистор тузилиши

келтирилган. Бу ерда 1-ажратувчи таглик асос, 2-тагликка ўтказилган яримўтказгич қатлами, 3-исток (И), сток (С) ва ёпқич (Ё) нинг металл электродлари. 4-диэлектрикнинг ёпқичости қатлами. Юпқа қопламали транзисторлар турли ажратувчи материаллар-тагликларда тайёрланади. Бундай тагликларга, шиша, керамика, пластмасса ва бошқалар кирази. Яримўтказгич қатлам сифатида кўп ҳолларда кадмий сульфиди ишлатилади. Кристалл бўлмаган таглик (асос) ларга қопланган қатламлар поликристалл тузилишга эга. Бундай қопламаларда заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги ўзига хос хусусиятларга эга. Юпқа қопламали транзисторлар худди одатий майдоний транзисторлар юқори кириш қаршилигига ва яхши ажратилган тўйинишга эга характеристикаларга эга. Сток токининг исток ва сток орасидаги кучланишга боғлиқлиги бундай транзисторлар учун (2.39) ифодага ўхшаш муносабат орқали аниқланади:

$$I_c = \frac{\mu C}{l^2} \left(U_{\epsilon 0} - U_{\epsilon} - \frac{U_c}{2} \right) U_c$$

бу ерда μ -заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги, C -ёпқич сигими, l -канал узунлиги, $U_{\epsilon 0}$ -канални беркитиш кучланиши, U_{ϵ} -ёпқичдаги кучланиш, U_c -транзистор стокидаги кучланиш. $U_c > U_{\epsilon 0} - U_{\epsilon}$ шарт бажарилганда, юпқа қопламали транзисторлар стоки токи, (2.40) ифодага ўхшаш муносабат орқали аниқланади.

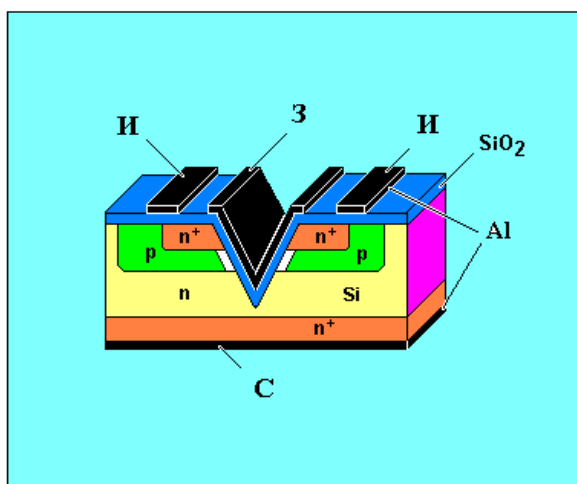


5.12-расм. Юпқа қопламали майдоний транзистор.

5.7. Катта қувватли ажратилган (яккаланган) ёпқичли транзисторлар

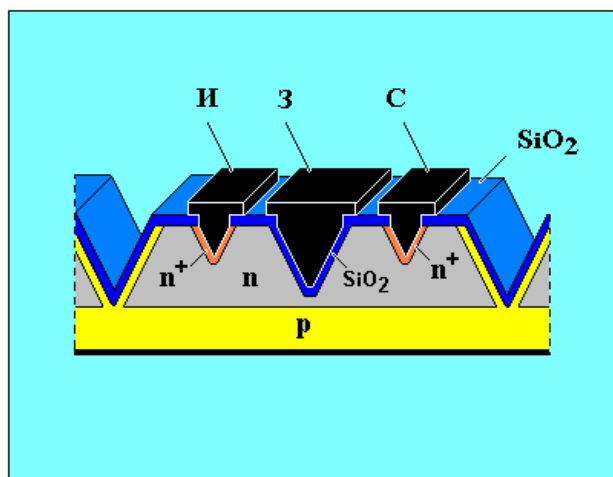
Юқорида айтиб ўтилганидек, катта сигнални кучайтиришда транзисторнинг асосий параметри фойдали иш коэффициентини ҳисобланади. Фойдали иш коэффициентининг катта қийматларини олиш учун очиқ

ҳолатда майдоний транзистор кучланиши минимал бўлиши зарур. Бу ҳолда қувват исрофи ҳам минимал бўлади. Очiq ҳолатда транзистор қаршилиги канал қаршилиги орқали аниқланади. Канал қаршилигини камайтириш унинг узунлигини камайтириш ва унинг кенглигини ошириш орқали амалга оширилиши мумкин. Канал узунлигини камайтиришга бир неча усуллар билан эришиш мумкин. Бундай усуллардан бири транзисторнинг планар тузилмаси ўрнига (5.5, 5.6, 5.9-расмларга қаранг) вертикал тузилмасидан фойдаланишдир. Бундай тузилмаларда ток йўналиши сиртга перпендикуляр. 5.13-расмда V-тирқишли (канавкали) транзистор номини олган транзистор тузилиши келтирилган. Транзистор <111> кристаллография йўналишли n-турдаги ўтказувчанликка эга кремний асосида тайёрланган V-тирқиш (канавка), селектив едиргич ёрдамида сиртий қатламни анизотроп едириш орқали ҳосил қилинади.



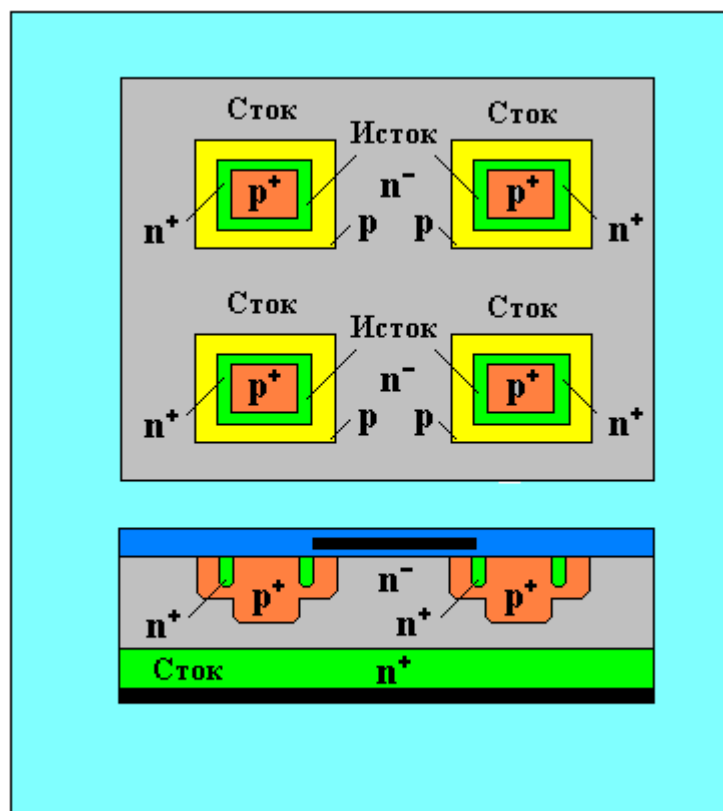
5.13-расм. V-тирқишли (канавкали) майдоний транзистор.

Металл-диэлектрик-яримўтказгич тузилмага эга ва V-тирқишлар (канавка) технологияси ёрдамида тайёрланган транзисторлар, худди бошқарувчи p-n ўтишли транзисторлар каби (4.8-бўлимга қаранг) бошқа ўхшаш транзисторларга нисбатан очiq ҳолатда канал қаршилигининг энг кичик қийматига ва характеристика қиялигининг катта қийматларига эга. 5.14-расмда V-тирқишлар (канавка) технологиясидан фойдаланиб тайёрланган яна бир транзистор тузилиши келтирилган. Бу ерда тирқишнинг (канавканинг) уч хил туридан фойдаланилади: исток ва сток учун саёз, ёпқич учун ўрта ва транзисторларни бир-биридан ажратиш учун чуқур. Расмдан кўринадики, исток, сток ва ёпқичнинг чиқишлари юқориги текисликлардан бирига чиқарилган. Одатда бундай транзистор тузилишлари интеграл микросхемалар тайёрлашда фойдаланилади. +ўшилувчи тоқларнинг қувватини ошириш учун кўп элементли майдоний транзисторлар кенг тарқалган. Ўзларининг тузилишига кўра транзисторлар бир асосда тайёрланган ва параллел уланган бир неча алоҳида транзисторларни ўз ичига олади.

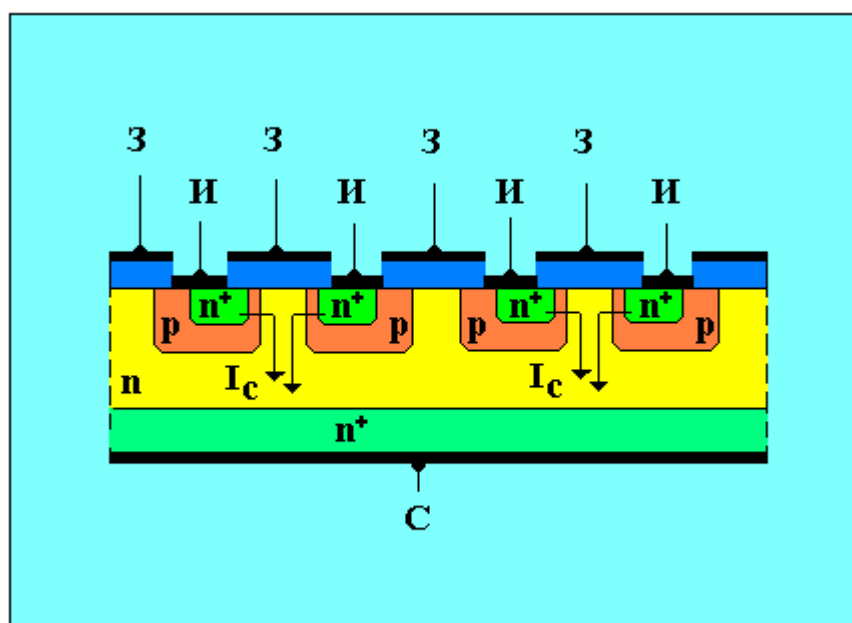


5. 14-расм. Турли V-тирқишли (канавкали) транзистор тузилиши.

Мисол тариқасида 5.15-расмда бундай транзисторнинг соддалаштирилган тузилиши келтирилган. Келтирилган расмдан кўринадик, транзистор битта умумий стокка эга кўп сондаги алоҳида тўғри бурчакли шаклга эга элементлар кўринишида тайёрланган (5.15-расмнинг юқори қисми). Бундай тузилишдаги асбоблар сток ва исток орасида кучланишнинг 460-480В қийматларигача дош беради ва максимал 7 А гача сток токига эга бўлади. 11-жадвалда International фирмаси томонидан ишлаб чиқарилган кувватли майдоний транзисторларнинг асосий эксплуатацион (ишлатиладиган) характеристикалари келтирилган. 5.16-расмда яккаланган ёпқичли вертикал майдоний транзисторнинг яна бир тузилиши келтирилган. Ундан кўринадик, бу транзисторнинг истоки (И) ва ёпқичи (Ё), яримўтказгичли пластинканинг бир томонига, сток (С) эса қарама-қарши иккинчи томонига жойлашган. Исток соҳаси ёпқич соҳаси атрофида, худди 5.15-расмда кўрсатилган транзистор ҳолидаги каби жойлашган. Бу транзисторнинг барча алоҳида элементлари ўзаро параллел уланган, чунки барча элементлар учун сток умумий. Бундай уланишда сток токи ортади ва транзисторнинг умумий куввати ошади. Пластина юзасидан яхши фойдаланиш мақсадида бутун транзистор кўп сондаги тўғрибурчакли шаклдаги элементлардан тайёрланади. Бундай тузилишга эга транзисторлар стокка қўйилган 500 В кучланишгача чидайди ва 7 А гача бўлаган сток токида етарлича узок вақт ишлай олади.



5. 15-расм. Кўп элементли вертикал майдоний транзисторнинг тузилиши.



5.16-расм. Параллел уланган элементларга эга вертикал майдоний транзистор тузилиши.

Кристаллда транзисторлар жойлашиши зичлигини ошириш учун кўп ҳолларда элементларнинг бошқа шакли, масалан гексогонал шаклидан фойдаланилади. Гексагонал элементлар транзистор сочадиган қувват катталигини 100 Вт га қийматга эришишини таъминлайди. 12-жадвалда турли мамлакатларда ишлаб чиқарилган баъзи бир майдоний транзисторлар ва улардан айримларининг ташқи кўринишлари келтирилган.

11-жадвал

Транзистор турлари						
Параметр	IRFP150	IRFP250	IRFP350	IRFP450	IRFP460	IRFP470
Уси. max	100 В	200 В	400 В	500 В	500 В	400 В
Ис. max	38 А	30 А	14 А	12 А	20 А	10 А
Р max	150 Вт	150 Вт	150 Вт	150 Вт	280 Вт	125 Вт
Узи. отс.	4 В	4 В	4 В	4 В	4 В	4 В

11-жадвал

Номи	Ўхшаш	Уси, В	Ис, А
КП 440	IRF440	500	8,0
КП 450	IRF450	500	12
КП 510	IRF510	100	5,6
КП 520	IRF520	100	9,2
КП 530	IRF530	100	14
КП 540	IRF540	100	28
КП 610	IRF610	200	3,3
КП 620	IRF620	200	5,2
КП 630	IRF630	200	9,0
КП 640	IRF640	200	18
КП 710	IRF710	400	2,0
КП 720	IRF720	400	3,3
КП 730	IRF730	400	5,5
КП 740	IRF740	400	10
КП 780	IRF820	500	2,5
КП 830	IRF830	500	4,5
КП 840	IRF840	500	8,0

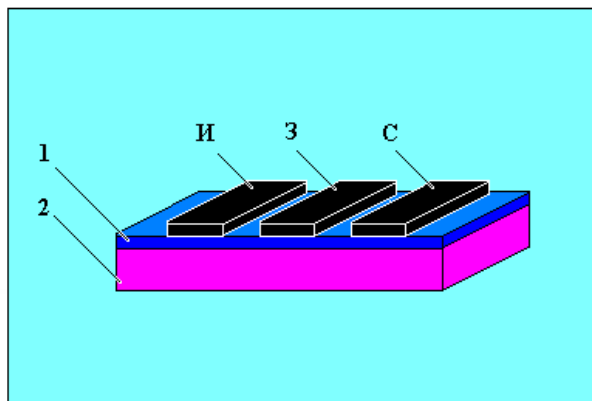
5.8. Ўта юқори частотали (ЎЮЧ) майдоний транзисторлар.

Ўта юқори частотали (ЎЮЧ) транзисторлар-бу частотанинг 5 ГГц дан юқори диапазонида ишлайдиган транзисторлардир. Ўта юқори частоталарда ишлайдиган транзисторлар-бу Шоттки тўсиқли майдоний транзисторлардир. Бундай транзисторлар одатда арсенид галлий асосида тайёрланади. Бу материалнинг танланишига асосий сабаб, биринчи навбатда ундаги асосий заряд ташувчилар ҳаракатчанлиги етарлича катта қийматларга эга. n-турдаги Si да электронлар ҳаракатчанлиги $300\text{--}500\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ бўлса, GaAs даги электронлар ҳаракатчанлиги $2000\text{--}3000\text{ см}^2/\text{В}\cdot\text{с}$ га етади. Ўзининг тузилишига кўра, ЎЮЧ ли транзисторлар юқори частотали транзисторлардан кам фарқ қилади. GaAs асосида тайёрланган Шоттки тўсиқли ЎЮЧ транзисторларнинг ўзига хос хусусияти шундан иборатки, уларда ёпқич ва канал орасида қўшимча қатлам мавжуд. Бу қўшимча қатлам легирланмаган GaAs бўлиб, унинг вазифаси «ёпқич-сток» нинг тешилиш кучланишини катталигини оширишдир. Майдоний транзисторлар каналида майдон кучланганлиги одатда $10\text{ кВ}/\text{см}$ дан юқори бўлиб, ўрнатилган мароимда электронларнинг ўртача энергияси $\sim 0,3\text{ эВ}$ ни ташкил қилади. Истокдан стокка электронларнинг дайдиши чоғида улар етарлича кўп сондаги тўқнашишларга дуч келади. Тўқнашиш частотаси бунда 10^{13} с^{-1} дан ортиб кетади. Учиш вақти 10^{-12} с бўлганлиги сабабли, бу учиш вақтида электронлар ўнлаб ёки юзлаб тўқнашишларга дучор бўлади. Иккита тўқнашиш орасидаги вақтда, яъни 10^{-13} с да, заряд ташувчилар 400 А дан катта бўлмаган масофаларни босиб ўтади. Майдоний транзисторларни лойиҳалашда ва яшашда каналнинг кичик узунликлари учун зарур бўлган, каналдаги заряд ташувчилар концентрацияси ошган ҳолдаги потенциал тушуви муаммоси билан дуч келинади. Заряд ташувчилар концентрациясининг ўсиши легирланган даражасининг ўсиши билан боғлиқлиги сабабли, донорлар концентрациясининг ортиши заряд ташувчиларнинг донор ионлари билан тўқнашиш эҳтимоллигини оширади ва ҳаракатчанлик камаяди. Гетеро ўтишлардан фойдаланиш бу муаммони бартараф этиш имконини бери: икки ўлчовли электрон гази донорлар концентрациясини оширмасдан, заряд ташувчилар концентрацияси юқори бўлган қатлам олиш имконини беради. Эркин электронлар ва донор ионларини ажратувчи фазо бир вақтнинг ўзида юқори ҳаракатчанлик катталикларига эга бўлган заряд ташувчиларнинг юқори концентрацияларини олиш имконини беради. Электронларнинг юқори ҳаракатчанлигига эга бўлган транзисторларнинг бошқа вариантлари ҳам (HEMT) мавжуд, масалан GaAs қатламидаги канали (тор зонали яримўтказгич) ва «электронлар етказиб берувчи»-кенг зонали AlInAs. GaInAs нинг каналида ҳаракатчанлик 300°К да $10000\text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$ га етади. Бунда шуни таъкидлаш лозимки, юқори ҳаракатчан электронларга эга бўлган

транзисторлар (НЕМТ) да, бу барча сифатлар асосан, юқори даражада паст температуралардагина намоён бўлади. Электронлари юқори ҳаракатчанликка эга бўлган транзисторлар имкониятларини амалга оширишда, энг катта тўсиқлардан бири $\text{AlGa}_{1-x}\text{As}_x$ таркибида юқори даражада алюминий бўлганда электронлар учун чуқур тутиб қолувчи ўраларнинг мавжудлигидир. Икки ўлчовли электрон газга эга бўлган қатламларни олиш учун $x > 0,2$ бўлиши зарур, лекин бу қийматларда чуқур тутиб қолувчилар сток ВАХ ларининг узилишига олиб келади, бу деган сўз генерация-рекомбинациялар билан боғлиқ шовқинлар ортади демакдир. Икки гетеро ўтишли НЕМТ-транзисторлар, текширув пайтида юқори ток зичлиги ва ёпқичнинг юқори тешилиш кучланишларини олиш имконини бери. 20 ГГц частотада 3,2 дБ кучайтиришда чиқиш қуввати 660 мВт ни ва ФИК тахминан 19,3% ни ташкил қилди. 30 ГГц частотада эса: бериладиган қувват-210 мВт, кучайтириш-2,0 дБ ва ФИК-7,5%. Бундай турдаги транзисторлар кўплаб юқори частотали параметрлар бўйича одатдаги GaAs-транзисторлардан юқори туради. Масалан, НЕМТ-транзисторларнинг ўтиш характеристикалари қияликлари шовқиннинг минимал даражасида одатдаги GaAs майдоний транзисторлардан 1,5 марта юқори. Бу эса 20 ГГц частотада 8 дБ кучайтиришни олиш имконини беради. ЎЮЧ ли транзисторлар ишлаши мумкин бўлган чегаравий частоталар биринчи навбатда заряд ташувчиларнинг истокдан стокка томон учиб вақти τ (одатда электронлар учун) билан аниқланади. Биринчи яқинлашишда бу вақтни қуйидагича ифодалаш мумкин:

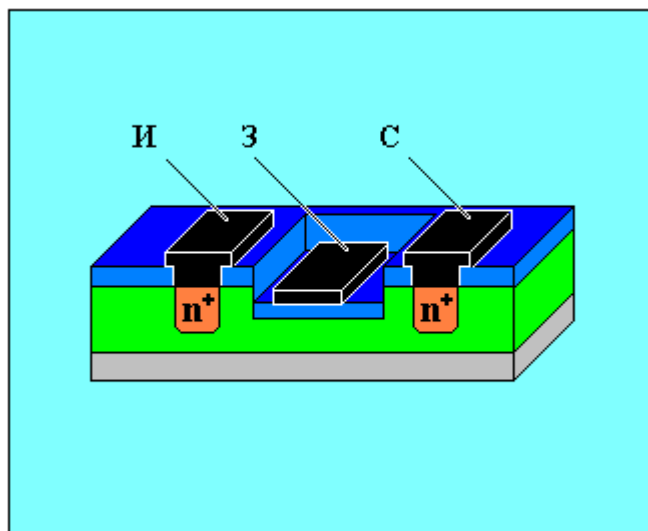
$$\tau \approx L^2 / \mu V_D ,$$

бу ерда L -канал узунлиги, μ -заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги, V_D - заряд ташувчиларнинг дайдиш тезлиги. GaAs асосида тайёрланган транзисторлар учун канал узунлиги 1 мкм бўлса, учиб вақти 10^{-1} с ни ташкил қилади.



5.18-расм. GaAs асосида ЎЮЧ транзисторлар тузилиши.

5.18-расмда GaAs асосида тайёрланган майдоний ЎЮЧ транзисторнинг соддалаштирилган тузилиши келтирилган. Бундай турдаги транзисторлар кувватни 2-3 Вт гача ошириб, 5-7 ГГц частоталарда ишлайолади. Майдоний транзисторларнинг ишчи частоталарини ошириш учун, канал узунлигини камайтириш керак. Лекин, ҳар қандай ҳолда, $L/a > 1$ шарт бажарилиши керак. Бу юқоридаги шарт бажарилгандагина, канал орқали оқиб ўтувчи ток ёпқич кучланиши орқали самарали бошқарилиши билан боғлиқдир. Канал чуқурлигини камайтириш мақсадида (Si) ва GaAs асосли транзисторларда кучли легирланган ($5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$ гача) яримўтказгич қатламларидан фойдаланилади. Киришмаларнинг бундай концентрацияларида, ёпқич самарадорлигини сақлаган ҳолда, канал узунлиги 0,1 мкм ни ташкил қилади ва бу ҳолда чегаравий частота 100 ГГц гача етиши мумкин. Ёпқич самарадорлигини ёпқичдаги кучланиш орқали ошириш ва канал қаршилиги модуляцияси чуқурлигини орттириш мақсадида чуқурлаштирилган каналли тузилишлардан фойдаланилади. 5.19-расмда ЎЮЧ диапазонида ишлай оладиган, чуқурлаштирилган ёпқичли майдоний транзистор тузилиши келтирилган. Бу ерда худди паст частотали транзисторлардаги каби, исток (И) ва сток (С) соҳалари сифатида n-турдаги ўтказувчанликка эга канал учун n^+ -қатламлардан фойдаланилади. Транзисторнинг барча ишчи сирти диэлектрик қатлами билан қопланган. Расмдан кўриниб турибдики, ёпқичнинг (Ё) металл электроди остидаги диэлектрик қалинлиги бошқа соҳаларга қараганда бир мунча кам, бундан ташқари ёпқич чуқурлаштирилган, яъни сток ўтказувчи каналга яқин. Бундай усулда тайёрланган транзисторлар, исток-сток қисмида анча катта тешилиш кучланишига ва 11 ГГц частоталаргача ишлаш қобилиятига эга



5.19-расм. Чуқурлаштирилган ёпқичли ЎЮЧ транзистор тузилиши.

13-жадвалда турли мамлакатларда иўлаб чиқарилган ЎЮЧ ли майдоний транзисторларнинг асосий принциплари келтирилган.

13-Жадвал

Транзистор турлари	P max (Вт)	Uси max (В)	Iис max (мА)	Fгр. max ГГц
2SK275	0, 27	5	80	12
2SK577	0, 27	6	80	12
2SK585	0,3	8	120	12
2SK586	0,27	5	80	12
2SK648	0,2	5	120	12
2SK1233	0,3	6	100	40
2SK138	0,3	5	100	55
2SK1234	0,27	3	100	60
2SK1237	0,27	3	70	70
2SK1238	0,27	3	70	100
2SK1239	0,27	3	70	100

Хулоса

Мазкур тавсия этилаётган ўқув қўлланмада замонавий яримўтказгичли асбоблар ишлашининг асосини ташкил этувчи физикавий тамойиллар қараб чиқилди. Тўғрилагич диодлар, варикаплар, варакторлар, бикутбий ва майдоний транзисторлар каби кенг тарқалган яримўтказгич асбобларнинг замонавий моделлари келтирилди. Диод ва транзисторли тузилишларнинг вольтампер ва вольфарада характеристикаларини ҳисоблаш усуллари батафсил баён қилинди. Баъзи яримўтказгичли асбоблар тузилишларининг ўзига хос хусуиятлари тўғрисидаги катталиклар келтирилган. Уларнинг ўзига хос хусуиятлари, вольтампер характеристикаларининг температуравий ва частотавий боғланишлари батафсил қараб чиқилган. Шунини таъкидлаш лозимки, мазкур ўқув қўлланмасида туннель ва Ганн самаралари асосида ишлайдиган яримўтказгич асбобларнинг катта синфи қараб ўтилмади. Ўтишлар орасидаги воҳаларда ишловчи, шунингдек фотосезгир ва ёруғлик нурловчи яримўтказгичли асбоблар амалда қараб чиқилмаган. Лекин, шуларга қарамай, мазкур қўлланмада баён қилинган материаллар замонавий яримўтказгич асбоблар ва интеграл микросхемаларини тушуниш ва келгусидаги ўрганиш учун, асос бўлиб хизмат қилади.

М у н д а р и ж а

1. Боб. Металл-яримўтказгич контакти

- 1.1 Контакт потенциаллар фарқи
- 1.2 Металл-яримўтказгич контакти
- 1.3 Металл-яримўтказгич контактининг сиғим хусусиятлари
- 1.4 Диффузион ва дайдиш токлари
- 1.5 Металл-яримўтказгич контактларининг ВАХ
- 1.6 Чуқур маркасларнинг контактлар параметрларига таъсири
- 1.7 Шоттки эффекти

2. Боб. Электрон ковакли ўтиш.

- 2.1 Электрон-ковакли (p-n) ўтишнинг пайдо бўлиши
- 2.2 p-n ўтишда потенциал ва майдоннинг тақсимооти
- 2.3 p-n ўтиш ВАХ. Тўғрилагич диодлар
- 2.4 p-n ўтишнинг сиғим хусусиятлари. Варикаплар. Варакторлар.
- 2.5 p-n ўтишда тешилиш. Стабилитронлар
- 2.6 Туннел диодлар
- 2.7 Оғдирилган диодлар

3. Боб. Бикутбий транзисторлар

- 3.1 Транзисторларнинг ҳосил қилиниши
- 3.2 Транзисторларда тоklar
- 3.3 Транзисторларнинг вольтампер характеристикалари
- 3.4 Транзисторларнинг дифференциал параметрлари
- 3.5 Транзисторлар параметрларининг частотавий параметрлари
- 3.6 Дайдишли транзисторлар
- 3.7 Транзистор параметрларининг температуравий боғланишлари
- 3.8 Гетероўтишли транзисторлар
- 3.9 Бир ўтишли транзисторлар
- 3.10 Кўчкили транзисторлар
- 3.11 Интеграл транзисторлар
- 3.12 Юқори қувватли бикутбий транзисторлар

4. Боб. Майдоний транзисторлар (униполярнўе)

- 4.1 p-n ўтиши бошқарувчи майдоний транзисторлар
- 4.2 Ўтиши бошқариловчи майдоний транзисторларнинг вольтампер характеристикалари
- 4.3 Температуравий характеристикалари
- 4.4 Ўтиши бошқариладиган майдоний транзисторлар турлари
- 4.5 Шоттки тўсиқли майдоний транзисторлар
- 4.6 p-n ўтишли майдоний фоторезистор
- 4.7 Пуркалишли-майдоний транзистор
- 4.8 V-тирқишли майдоний транзисторлар

5. Боб. Яккаланган беркитувчан тўсиқли майдоний транзисторлар

- 5.1 Майдон самараси
- 5.2 Яккаланган беркитувчан тўсиқли транзисторларнинг

- вольтампер характеристикалари
- 5.3 Майдоний транзисторларнинг характеристикаларига сирт ҳолатининг таъсири
 - 5.4 Майдоний транзисторларнинг тешилиши
 - 5.5 Икки беркитувчи тўсиқли майдоний транзистор
 - 5.6 Юпқа қатламли майдоний транзисторлар
 - 5.7 Яккаланган беркитувчи тўсиқли юқори қувватли транзисторлар
 - 5.8 Ўта юқори частотали майдоний транзисторлар
- Хулоса