

The background is an abstract, textured composition. The left side is dominated by shades of blue and cyan, while the right side is dominated by reds and oranges. A central, vertical, reddish-orange shape, possibly representing a human figure or a stylized object, runs through the middle. The overall texture is grainy and painterly.

Н.Рахимов, Р.Расулов

**НАНОФИЗИКА ВА
НАНОЭЛЕКТРОНИКА
АСОСЛАРИ**

ЎЗБЕКИСТОН РЕСПУБЛИКАСИ ОЛИЙ ВА
ЎРТА МАХСУС ТАЪЛИМ ВАЗИРЛИГИ

НАМАНГАН ДАВЛАТ УНИВЕРСИТЕТИ

Н.Рахимов, Р.Расулов

**НАНОФИЗИКА ВА
НАНОЭЛЕКТРОНИКА
АСОСЛАРИ**

/ўқув қўлланма/

Наманган - 2012

Ушбу ўқув қўлланма нанофизика, наноэлектроника, нанотехнология асосларига бағишланган. Ўқув қўлланмада гетероўтишлар ва гетеротизимлар нанофизика ва наноэлектрониканинг пайдо бўлишига ва ривожланишига асос бўлган бўлса, ўз навбатида наноэлектроника нанотехнологияларнинг яратилишига асос бўлганлиги илмий – таҳлил этилади.

Қўлланманинг нанофизика бўлими физика-математика фанлари доктори, профессор Р.Расулов томонидан, наноэлектроника бўлими физика математика фанлари доктори, профессор Н.Рахимов томонидан ёзилган.

Ушбу адабиёт ярим ўтказгичлар физикасининг долзарб масалалари бўйича илмий-тадқиқот ишлари олиб бориш ниятидаги иктидорли бакалавр ва магистрантларга мутахассислик фанлари адабиёти тарзида, шунингдек шу соҳада тадқиқот олиб бораётган аспирантлар, докторантлар ва илмий ходимларга услубий кўрсатма сифатида ҳам фойдаланиш тавсия этилади.

Физиканинг долзарб масалалари бўйича машғулотлар олиб бораётган профессор-ўқитувчилар учун ҳам фойдадан холи бўлмайди деган умиддамиз.

Ушбу китоб Ўзбекистон Республикаси фан ва технологиялари ҳамда Республика Фанлар Академиясининг фундаментал фанларни қўллаб-қуватлаш фонди грантлари томонидан қисман молиялаштирилган.

Ўқув қўлланма Наманган давлат университети ўқув – услубий кенгашининг 2012 йил январь ойидаги йиғилишида чоп этишга тавсия этилган.

Тақризчилар:

А.Тешабоев – АндДУ профессори

С.И.Власов – ЎзМУ профессори

Охирги йилларда ярим ўтказгичлар физикаси ва технологияси шу даражада ривожлана бордики, ярим ўтказгичлар физикасининг янги – кенг камровли соҳаси- ярим ўтказгичли паст ўлчамли ток ташувчилар физикаси дунёга келди. Ўлчамлари бир неча нанометр ёки нанометрнинг улушларига тенг бўлган тузилмалар нанотузилмалар, улар ҳақидаги физика эса нанофизика деб юритилади. Бу фан нанофизика деб аталади. Бу соҳа наноструктуралардаги ток ташувчилар тизимининг ҳамда улар иштирокидаги жараёнларнинг физикавий табиати билан шуғулланади. Бу ерда шуни қайд қилиш ўринлики, микроэлектроника соҳасида, асосан, ток ташувчиларнинг заряди ҳисобига кечадиган ходисалар қўлланилган бўлса, ҳозирги замон электроникаси(фан ва технологияси)да ток ташувчиларнинг нафақат заряди, балки унинг спинига асосланган электроника бўлими ҳам дунёга келди. Электрониканинг бу бўлими спинтроника деб юритилмоқда. Наноструктурада ток ташувчиларнинг ҳаракати, ҳеч бўлмаса, бирор йўналиш бўйича чегараланган бўлиб, уша йўналишда ўзининг блох ток ташувчиси эканини унутади, яъни ўша (танланган) йўналиш бўйича ўлчамли квантлашиш содир бўлади. Бу йўналишда ток ташувчиларнинг нафақат импульси ва энергиявий спектри ўлчамли квантлашган бўлади, балки, унинг самаравий (эффектив) массаси ўлчамли квантлашади. Бу эса ток ташувчилар энергиявий спектрининг кескин ўзгаришига, бу, ўз навбатида, ярим ўтказгичли паст ўлчамли структураларда қатор физикавий ходисаларнинг кескин табиатли бўлиб қолишига олиб келади. Ана шундай табиатли физикавий жараёнлардан акли фойдаланиш туфайли, айни пайтда, нанонукталар ва наноураларга асосланган янги табиатли $\lambda) 5 \mu m$ тўлқин узунликли инфрақизил (ИК) соҳада ишловчи лазерлар ҳамда дискрет компютерлар дунёга келди.

Паст ўлчамли ток ташувчилар тизими хусусиятларига кўра тавсифланадиган юпка катлам ёки симлар электр қаршилиқларининг ҳажмий намуналарга нисбатан катта фарқ қилиши ўтган асрнинг бошларидаёқ маълум эди. Бу ходисани назарий жиҳатдан Ж.Ж.Томсон ўзига хос ҳисоблашлардан фойдаланган ҳолда тушунтирган. Бунда электронлар тизими идеал газ сифатида моделлаштирилган эди. Бу модельга асосан ҳажмий намуналарда электр қаршилиқ электронларнинг намуна ичидаги (яъни ҳажмий) сочилиш жараёнлари билан тавсифланса, ингичка симларнинг электр қаршилиги икки ёки бир ўлчамли электронларнинг кристалл сиртидан сочилиши билан боғлангандир. Ҳажмий электр қаршилиқнинг сирт ҳисобига ортган қисми ток ташувчилар импульсининг сиртда сочилиш эвашига ўзгариши билан тушунтирилади. Шу сабабдан электр қаршилиқнинг ўзгариш миқдори намуна қалинлиги (d)нинг ток ташувчиларнинг эркин югуриш йўли (l)га қиймат жиҳатидан яқинлаша борган сари сезиларли бўла бошлайди. Бу ходиса, айрим ҳолларда, ўлчамли ҳодисалар деб номланади. Бундай жараёнларни ўрганиш қаттиқ жисмлар физикаси фанида янги йўналиш «Сирт физикаси» ва «Паст ўлчамли ток ташувчи(электрон)лар физикаси» каби алоҳида йўналишларга асос солинишига сабаб бўлган.

Шу мазмунда китобнинг тузилиши қуйидагича танланди:

1-бобда ҳар хил кўринишдаги гетеротузилмалар ва ўта панжараларнинг қисқача физикавий таҳлили келтирилган. Ўта панжаралар дейилганда даврий тарзда сунъий ҳосил қилинган катламлар тизими, шунингдек ҳар қўшни катлам ўзининг физико-кимёвий хусусиятлари билан фарқланувчи, бироқ катламлар кристалл панжаралар доимийликлари миқдоран жуда яқин қийматли бўлган тизим (намуна)лар ҳам тушунилади. Бунда қаралатётган нанотизимлар ва уларда кечадиган физикавий жараёнларни соддароқ ҳолда тушунтириш имконини берувчи оддий моделлари келтирилган ва уларнинг таҳлиллари содда тилда баён этилган.

2-бобда нанотузилмаларда кечадиган аномал жараёнларнинг ҳамда мураккаб зонали ярим ўтказгичлардан олинган нанотузилмалардаги ковакларнинг табиати (энергияси, тўлқин функция ва ҳк.) назарий физикада қўлланиладиган мураккаб математикавий аппаратни билишнинг талаб қилиниши эътиборга олинган. Шу сабабли бундай

мураккаб табиатли ҳисоблашларни ва уларнинг тахлилларини соддарок тушуниш ва тушунтириш мақсадида 2-, 1-ўлчамли квантлашган тизимлар физикавий табиатини содда ҳолда қамраб олган моделлар ва уларнинг қисқача тахлиллари келтирилган.

3-бобда ўлчамли квантлашган тузилмалар сифатида яқка тартибдаги *квантлашган ўра* (КУ) ёки маълум потенциал тўсиқлар орқали даврий такрорланувчи КУлар тўплами *ўта паржарали ярим ўтказичлар* тушунилади. Шу сабабдан дастлаб *ўта паржарали ярим ўтказичлар* (ЎПЯУ)даги электронли ҳолатлар назарий қаралган. Сўнгра айрим олинган ўлчамли квантлашган чексиз чуқурликли потенциал ўрадаги ток ташувчиларнинг статистикаси тахлил этилган.

4-бобда нанотузилмалар ҳосил қилинган асос (таглик) ярим ўтказгичларнинг зонавий тузилишига мос ҳолда танланадиган икки хил ҳисоблаш усуллари: оддий ва мураккаб зонали яқинлашишлар баён этилган. Бунда, ҳажмий ярим ўтказгичлардан фарқли ўларок, намунанинг ўлчамига боғлиқ квантлашган энергиявий сатҳларнинг юзага келиши, бундай ҳолларда, ҳатто ток ташувчилар эффектив массаларининг ҳам қаралаётган ўлчамли квантлашган энергиявий сатҳларнинг тартиб рақамга боғлиқлиги кўрсатишган. Бу ўринда шунини таъкидлаш жоизки, масалан ҳажмий ярим ўтказгичларда оптик ўтишлар фақатгина зоналарни ташкил этувчи энергиявий тармоқлар орасидагина кечса, ўлчамли квантлашган потенциал ўрали ярим ўтказгичларда қўшимча - ўлчамли квантлашган энергиявий сатҳларро ҳам оптик ўтишлар содир бўлади. Охириги ҳол алоҳида табиатли тур-қўшимча оптик ўтишлар бўлиб, улар қатор оптик ва фотоголваник ҳодисаларга ўзларининг сезиларли, айрим ҳолларда аномал(кескин табиатли) улушларини қўшиши мумкин.

Шунини ҳам қайд қилиш ўринлики, адабиётлар рўйхати ёрдамчи адабиётлар тарзида берилган бўлиб, улардан аниқ бир танланган мавзунини янада чуқурроқ ўрганиш талаб этилган ҳолларда фойдаланишни тавсия этамиз.

1 боб. ГЕТЕРОТУЗИЛМАЛАР. ЎТА ПАНЖАРАЛИ ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛАР

1.1. Гетеротузилмалар ва уларнинг табақаланиши (асосий тушунчалар)

Айни пайтда паст ўлчамли ярим ўтказгичлар физикасида терминлар ва тушунчаларнинг катор системаси шаклланди. Биринчидан ўлчамли квантлашган тизимларнинг қуйидаги систематикаси (қавсларнинг ичида сўзларнинг инглизча ёзилмаси) келтирилган:

- квантлашган ўралар (*quantum wells*);
- квантлашган симлар (*quantum wires* ва *quantum well wires* ёки *QWWs*);
- квантлашган нуқталар (*quantum dots* ёки *QDs*);
- ўта панжаралар (*superlattices* ёки *SLs*);
- икки ёки уч тўсиқли резонансли-туннел структуралар (*double – and triple – barrier resonance – tunneling structures*);
- иккиланган квантлашган ўралар (*double quantum well*);
- антинуқталар (*antidots*);
- делта легирланган тузилмалар (*δ -doped structures*);
- квантлашган микрорезонаторлар (*quantum microcavities*);
- фотонли кристаллар (*photonic crystals*);
- I ва II тур гетеротузилмалар (*type – I and type – II heterostructures*);
- пўкакли ярим ўтказгичлар;
- фуллеренлар, нанокластерлар, нанотрубалар, наноконтактлар ва бошқалар.

Иккинчидан қуйида келтирилган тузилмаларда квантлашган ҳолатларнинг систематикаси (тизими) ишлаб чиқилган:

- эркин ток ташувчилар ва экситонларнинг ўлчамли квантлашиш ҳолатлари, зоначалар (алоҳида олинган зона тармоқлари) ва минизоналар;
- ўлчамли квантлашган оптик фононлар, интерфейс фононлари;
- “синик” спектрли акустик фононлар (*folded acoustic phonons*);
- икки ўлчамли магнит полярон;
- композит фермионлари ва квантлашган Холл эффегидаги четки ҳолатлар.

Қуйида ҳар хил табиатан фарқ қилувчи гетеротузилмаларни аниқ бир тартибда санаб ўтамыз ва уларга қисқача тавсиф берамиз. Бу ҳол қуйида қайд қилинадиган тушунчалар ўртасидаги фарқни ҳамда ўзаро боғлиқликни тушунишни осонлаштиради.

Қўп қатламли гетеротузилмалар энергиявий спектрининг типик кўриниши 1-4 расмларда келтирилган. Улардаги пастки ва юқори чизиклар, мос ҳолда, валент зона шипининг ва ўтказувчанлик зонаси тубининг тузилма бош ўқи йўналишидаги фазовий боғланишини тасвирлайди.

Паст ўлчамли ток ташувчилар системасини юзага келтирувчи гетеротузилмалар ва ўта панжараларни табақаланишини яққаланган гетероўтиш (*sin gle heterojunction*, 1-расм)дан бошлаган маъқул. Тўғри бурчакли ва чексиз энергияли чуқурликли гетероўтишни «квант механикаси» фанида потенциал ўра, «Қаттиқ жисмлар физикаси» фанида эса ўлчамли квантлашган потенциал ўра деб номланади. Бундай гетероўтиш физикавий ва кимёвий икки хил табиатли А ва В ярим ўтказгичларнинг композицияси туфайли, масалан *ABA* ёки *VAV* (1-расм) кўринишда ҳосил бўлиши мумкин. Уларга

мисол келтирайлик: $GaAs / Al_x Ga_{1-x} As$, $CdTe / Cd_{1-x} Mn_x Te$, $InAs / AlSb$,
 $Zn_{1-x} Cd_x Se / ZnS, Se_{1-y}$, $ZnSe / BeTe$, $ZnSe / GaAs$, $Ga_{1-x} In_x As / InP$,
 $Si_{1-x} Ge_x / Si_{1-x} C_y$, $In_{1-x} Al_x As / Ga_{1-y} Al_y As$ Бу тизимда битта ёки иккала композиция
 материали ҳам қаттиқ аралашма бўлиши мумкин. Бундай ҳолда x, y ёки $1-x, 1-y$ уаниқ
 бир нав атомларнинг кристалл панжара тугунларидаги улушини англатади.

Умуман олганда, бирор бир композиция материал таъқиқланган зонаси (E_g -
 таъқиқланган зона кенглиги) бошқасининг таъқиқланган зонаси ичида жойлашган
 (масалан, $GaAs / Al_{0,33} Ga_{0,65} As$ (1а-расм тузилмадаги сингари) ва бир материал
 ўтказувчанлик зонаси тубидан иккинчи материал валент зонаси шиппи $InAs / AlSb$ ёки
 $ZnSe / BeTe$ (1б-расм) структурадаги каби, юқорида бўлиши мумкин.

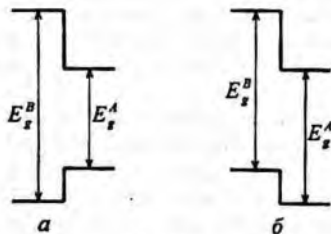
Таъқиқланган зоналари бири иккинчисини ёпадиган II тур гетероструктуралар-
 дан ташқари таъқиқланган зоналари бири иккинчисини ёпа олмайдиган гетерострукту-
 ралар ҳам бўлиши мумкин. Бу ҳолда биринчи ярим ўтказгич ўтказувчанлик зонаси туби
 иккинчи ярим ўтказгич валент зонасининг шипидан пастда жойлашган бўлади. Бундай
 ҳол, масалан, $InAs / GaSb$ структурада учрайди. Структурадаги бирор бир ярим ўтказгич
 тирқишсиз бўлса (масалан $HgTe / CdTe$ тузилмадаги каби), у ҳолда улар учивчи тур
 гетеротузилмалар туркумига қиради.

Энди биринчи тур иккиланган гетероўтишлар (*double heterojunction*) ни кўрайлик.
 Бундай тузилмаларни BAB каби тасвирласак, композиция материалларида биттасининг
 E_g таъқиқланган зонаси кенглиги иккинчисининг таъқиқланган зонаси ичида жойлашган
 бўлади. Булардаги ток ташувчилар учун потенциал ўра биттагина материал (ярим ўтказ-
 гич) соҳасида жойлашган бўлади. Масалан $Al_{1-x} Ga_x As - GaAs - Al_{1-x} Ga_x As$ тузилмадаги
 потенциал ўра $GaAs$ материалда жойлашган бўлади ($x < 0,4$). Айтайлик A ва B ярим ўт-
 казгичларнинг таъқиқланган зоналари кенглиги $E_g^A < E_g^B$ шартни қаноатлантирсин (2а-
 расм). BAB тизимда $E_g^B < E_g^A$ шарт бажарилса, у ҳолда A ярим ўтказгич соҳаси ток
 ташувчилар учун потенциал тўсиқ ролини ўйнайди ва V_c, V_h катталиклар эса манфий
 қийматли бўлиб қолади (2б-расм). У ҳолда BAB тузилмада A ярим ўтказгич соҳасида
 потенциал ўра ҳосил бўлиб, A/B тугашган сирт (*interface*) да электронлар учун V_c ,
 каваклар учун V_h баландликли потенциал тўсиқни ҳосил қилиб, улар

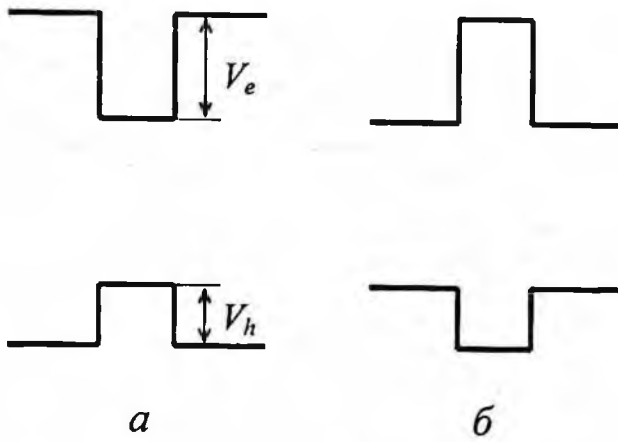
$$V_c = E_c^B - E_c^A,$$

$$V_h = E_v^A - E_v^B.$$

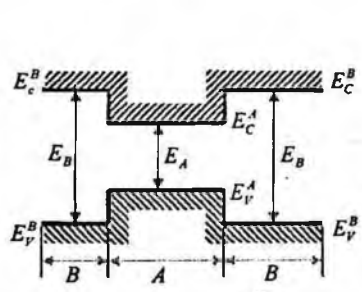
муносабатлар ёрдамида аниқланади. $E_c^{A(B)}$ ва $E_v^{A(B)}$ мос ҳолда $A(B)$ ярим ўтказгич ўтка-
 зувчанлик зонасининг туби ва валент зонасининг шипидир: $V_c + V_h = E_g^B - E_g^A$.



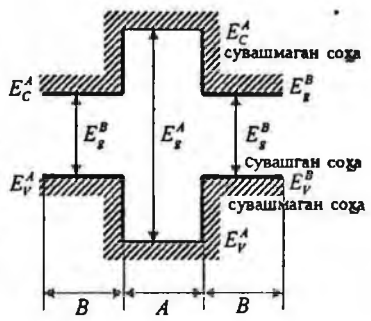
1-расм.



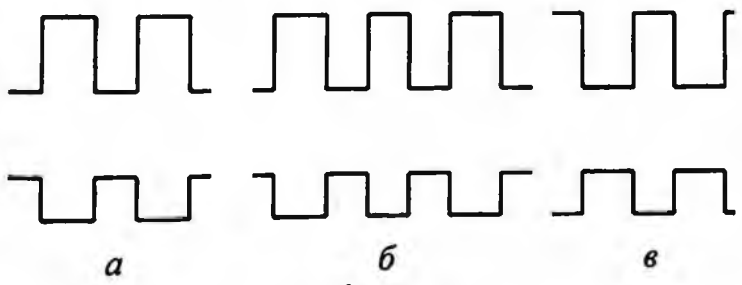
2-расм.



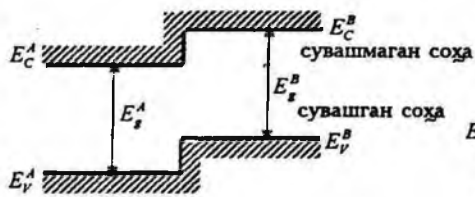
2а-расм. VAB туркум гетероўтиқнинг зонавий тузилиши. а) $E_c^B > E_c^A$



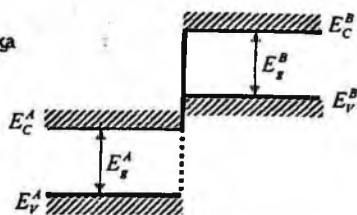
2б-расм. б) $E_c^B < E_c^A$



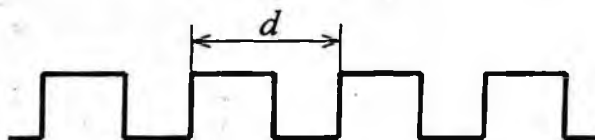
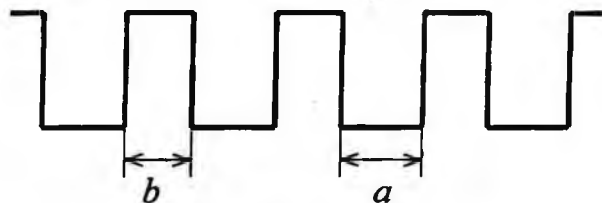
3-расм.



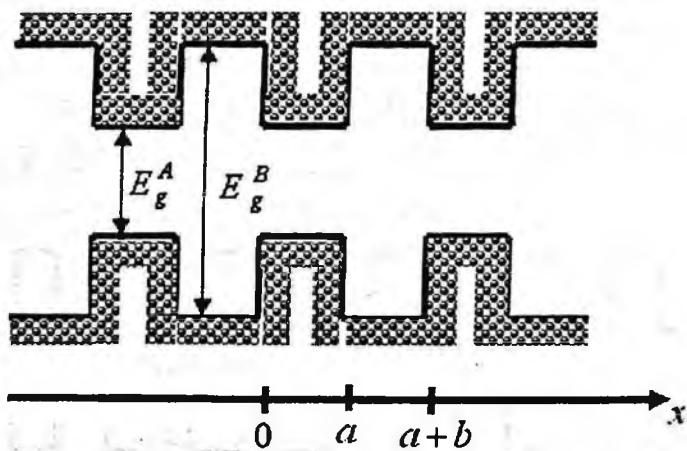
3а-расм.



3б-расм.



4-расм.



4а-расм

Хусусан $GaAs/Al_{0.6}Ga_{0.4}As$ тузилма учун $V_v/V_h \approx 1,5$. II тур гетероўтишларда А ярим ўтказгич ўтказувчанлик зонасининг шипи В ярим ўтказгичниқидан пастда турса (энергия фазосида), валент зоналарнинг бўсагалари аксинча жойлашган бўлади. Бундай тузилмалар сирасига $GaAs - Al_{1-x}Ga_xAs (x > 0,4)$, $Inb - AISb$ $ZnSe - BeTe$ тизимлар киради; уларнинг таъкиклаган зоналари «сувашган», яъни бирининг таъкикланган зонаси иккинчисиникини беркитган (устини коплаган) бўлади (3-расм). Масалан $InAs/AISb$ тизимда бир ярим ўтказгич ўтказувчанлик зонасининг шипи иккинчисининг валент зонаси бўсағасидан ҳам пастда бўлганлиги сабабли, таъкикланган зоналар умуман сувашмаган бўлади.

III тур гетероўтишларнинг битта катлами тиркишсиз ($E_g = 0$) ярим ўтказгич бўлади, масалан $HgTe - CdTe$.

Шундай қилиб, I тур иккиланган гетероўтишли (double heterojunction) $BAВ$ тизимда: $E_g^A < E_g^B$ шарт ўринли бўлса, у холда тузилма яккаланган квант ўрали, $E_g^A > E_g^B$ шартни каноатлантирадиган тузилма эса иккиланган потенциал тўсикли бўлади. Умуман олганда, ток ташувчиларларнинг бир, икки, уч ўлчамли ҳаракати чекланган тизим квант (ёки квантлашган) ўра (ип, нуқта) деб юритилади. ток ташувчилар тизимини эса, мос холда, икки (бир, нол) ўлчамли ток ташувчилар тизими деб номланади. II тур иккиланган гетероўтишли тузилмаларда бир тур ток ташувчилар (масалан, электронлар) учун квантлашган ўра мавжуд бўлса, у холда иккинчи тур ток ташувчилар (масалан, коваклар) учун потенциал тўсик мавжуд бўлади.

Шуни қайд қилиш мумкинки, икки (double) ва уч тўсикли (triple barrier) тузилмалар яратилиши бир (яккаланган) тўсикли тузилмалар яратилишининг мантикий давомидир. Бу ҳолат икки (double) ва учта (triple) ёки бутун сондаги квант ўра (multiple quantum wells (QW))ли тузилмалар учун ҳам ўринлидир. Айрим ҳолларда кўп сонли квант ўрали тузилмаларда потенциал тўсиклар ток ташувчиларнинг бир квант ўрадан иккинчисига туннелли ўтиш имконини бермайди. Бундай ҳолларда икки заррачали (масалан, экситонлар), уч заррали (масалан, трионлар) уйғонишлар бир бири билан кўшимча бир зарра (масалан, фотон ёки фонон) орқали боғланиш имконини яратади. Бу эса (ҳажмий кристалларда кечадиган жараёнлардан тубдан фарқ қилувчи янги табиатли ҳеч бўлмаса, кескин, табиатли ходисаларнинг намоён бўлишига олиб келади. Табиийки, яккаланган (масалан, $BAВ$) тизимнинг хусусиятидан кўп катламли (масалан, $BAВABA.....$) тизимнинг хусусияти тубдан фаркланади.

Шуни ҳам қайд қилиш ўринлики, потенциал тўсикларни кўп катламлаштириш улардан ток ташувчилар учун тунел ўтиш имконини беради. Бундай кўп катламли тузилмаларга зарурат туғилгандагина алоҳида тўхталамиз.

1.2. Ўта панжарали яримўтказгичларнинг табақаланиши

Айни пайтда ярим ўтказгичли паст ўлчамли ток ташувчилар физикасида-нано-физикада, нанотехнологияда, нанооптикада ва ҳатто нанобиологияда ҳамда нанотехнологияда аниқ терминлар мажмуаси вужудга келди ва мутахассислар томонидан эркин фойдаланиб келмоқда.

Бу ерда шуни қайд қилиш ўринлики, нанотузилмаларнинг геометрик ўлчамларини ва нанобъектларнинг конструкцияларини аввалдан танлаб ўзгартириш имконининг мавжудлиги, унинг физикавий параметрларини аввалдан керакли тарзда ўзгартириш имконини беради.

Ўта панжарали ярим ўтказгичлар дейилганда ўз кристалл (даврий) потенциалдан ташқари бир (ёки икки, ёхуд уч) ўлчамли, даври кристалл панжарасидан сезиларли катта бўлган, «бегона» потенциалли кристалл тушунилади. Биринчи бўлиб бундай ҳолни назарий жиҳатдан Л.В.Келдиш (1962 й.) асослаб берганди.

Л.В.Келдиш томонидан «бегона» потенциални кристаллни даврий деформация-ловчи катта қувватли, турғун ультратовуш ёрдамида олиш таҳлиф этилган.

А.А. Кастальский томонидан эса турғун ёруғлик тўлкини ёрдамида ҳам «бегона» потенциал олиш мумкинлиги кўрсатиб ўтилган эди.

Кристалл ичидаги бегона потенциални яна бир неча усуллар билан ҳосил қилиш мумкин:

а) агар бу потенциал кимёвий жиҳатдан икки хил ярим ўтказичларнинг даврий такрорланиб келувчи юпка қатламларни ўстириш йўли билан ҳосил қилинса, у холда ўта пақжарали ярим ўтказичлар (ЎПЯЎ) композицион ЎПЯЎ деб юритилади;

б) агар бу потенциални легирираниш турини даврий ўзгартириш, масалан, кетма-кет даврий такрорланувчи *n*-ва *p*-турли гомогенли ҳажмий ярим ўтказичлар ҳисобига юзага келса, у холда бундай ЎПЯЎларни легириланган ЎПЯЎ деб номланади.

Шунди қайд этиш жоизки, композицион ЎПЯЎлардан қатламлар кимёвий таркибининг даврий ўзариши билан таъкиқланган зоналарининг кенлиги ҳам даврий ўзариб боради. Шунинг ҳисобига «бегона», кўшимча потенциал ҳосил бўлади.

Легириланган ЎПЯЎларда таъкиқланган энергиявий соҳа кенлиги кристалл бўйлаб ўзгармас колса-да, ионлашган аралашмалар ёйинки ҳажмий (юзавий, чизикли) даврий такрорланувчи зарядланган соҳалардаги электростатик потенциалнинг мавжудлиги «бегона», кўшимча потенциалнинг юзага келишига сабаб бўлади.

Технология нуқтаи назаридан композицион ва легириланган ЎПЯЎларни ҳосил қилиш методини 1970 й. Ёсаки ва Цу беришди. Улар асосан композицион ЎПЯЎлар қатламларини электроннинг эркин югуриш йўлидан кичик қилиб тайёрлашни ва бундай ҳолларда, сунъий ҳосил қилинган «бегона» потенциалнинг таъсирида ҳажмий кристаллнинг табиатига мос келмайдиган кинетик ходисаларнинг кечишини кўрсатиб ўтдилар.

1971 й. Ю.А. Романов томонидан легириланган ЎПЯЎларнинг қатор хусусиятлари батафсил ўрганилган, жумладан, *nipi* – даврий кристаллларнинг ўзларига ҳос қатор хусусиятлари биринчи бўлиб таҳлил этилган.

Айни пайтда атомар тоза сиртли кристалларни олиш технологиявий жараёнлар ўтказиш имкони мавжуд. Бу эса физик табиати олдиндан келишилган ЎПЯЎлар олиш имкони беради. Масалан молекуляр-нурли эпитаксия усули ёрдамида *GaAs-ALGaAs*, *InSb-GaSb* системаларда ЎПЯЎ ўстирилган.

Одатда, ўстирилган кўпгина композицион ЎПЯЎларда қатламлар қалинлиги (бир неча юз ангстрем) электронларнинг эркин югуриш масофасига нисбатан кичик танланганлиги сабабидан, қатлам ситрига тик йўналишда ўлчамли квантлашган ходисаси содир бўлади. Бу йўналишга тик қолган икки йўналишда кристалл ўз хусусиятини сақлаб қолади.

Айни вақтда спинли ЎПЯЎлар – магнитли ва магнитсиз аралашмали ярим ўтказич қатламларининг кетма-кет даврий жойлашган тўплами ҳам, шунингдек қутбланган ЎПЯЎлар, яъни юқори кристалл индексларга эга бўлган сиртлар ҳам ЎПЯЎ табиатли бўлиши мумкин.

Яқинда *CdTe* – *Cd_{1-x}Mn_xTe* асосида ўстирилган тизимда ҳам ярим «бегона» потенциални юзага келтириб ЎПЯЎ олинди.

Al ва *Ga* элементларининг валентлиги ва ионли радиуслари бир-бирига жуда яқин.

Шу сабабдан *GaAs* кристаллига қиритилган *Al* микдорига қараб потенциал тўсик баландлигини ҳам танлаш мумкин.

GaAs бирикмасининг кўпгина физикавий, кимёвий ва технологиявий хусусиятлари кенг камровли тарзда ўрганилганлиги боис келгусида, асосан, унга асосланган ЎПЯЎларга нисбатан текшириш олиб борамиз.

2-боб. НАНОТУЗИЛМАЛАРДА КВАЗИЗАРРАЛАР

Квантлашган ўраларда электронли ҳолатларнинг ўлчамли квантлашишини эътиборга олган ток ташувчиларнинг энергиявий спектрини ҳисоблаш оддий ҳисоблашлардан эмас. Шу сабабли бундай ҳисоблашларни, айниқса, микдорий ҳисоблашларда электрон ҳисоблаш машиналарига мурожаат этишга тўғри келади, чунки уларда ҳисоблашларни катта аниқлик билан олиб бориш имконини берувчи махсус ҳисоблаш дастурлари мавжуд. Хусусан, наноструктуралардаги квантлашган ҳолатларини псевдопотенциалли микроскопик модел ёки кучли боғланиш методларидан фойдаланиб ҳисоблаш ва уларни микдоран таҳлил қилишнинг усуллари анчайин кўп. Бироқ, барибир, бундай ҳисоблаш усуллари талаб даражасидаги аниқлик билан ҳисоблашларни олиб бориш имконини бермайди. Шунингдек, бу ҳисоблаш методлари қандайдир симметрияли ҳолатлар учун катта аниқлик билан ҳисоблаш имконини берса-да, бошқа бир симметрияли ҳолатлар учун эса оғирлиқ қилиб қолади. Бундай ҳолларда ҳажмий ярим ўтказгичларнинг зонавий тузилишини ҳисоблашда ишлатиладиган методлардан: оддий зонали яқинлашишда эффектив масса ёки мураккаб зонали яқинлашишда эффектив гамилтониан методи, кўп сонли зонали яқинлашишда эса Кейн моделидан (айниқса, масалан, Бриллюэн зонаси маркази яқинидаги соҳалар учун) фойдаланиш анчайин қулай ва аниқлик даражаси етарли даражада юқори бўлади.

Тақрибий ҳисоблашларда кўп қатламли тузилмаларнинг ҳар бир қатламидаги электронли ҳолатлар ҳажмий ярим ўтказгичдаги электронли ҳолатларнинг чизикли комбинацияси сифатида қаралиши мумкин. Бундай ҳолларда гетероўтиш текислигининг икки тарафида олинган тўлқин функцияларнинг шу текисликда ўзаро "силлиқ уланиши (тикилиши)" тўлқин функцияларнинг учрашиш нуктасидаги микдоран тенглиги ҳамда уларнинг нормал координатага нисбатан олинган ҳосилаларининг шу нуктада ўзаро тенглиги билан ифодаланадиган чегаравий шартлар ёрдамида аниқланади.

2.1. Квантлашган ўраларда электронли ҳолатларнинг ўлчамли квантлашиши

Эффектив масса методи ёрдамида ҳисобланадиган ярим ўтказгичли наноструктуралардаги электронли ҳолатлар, маълум бир маънода квант механикаси фанида зарранинг бир ўлчамли ҳаракати мавзусида таҳлил этилган. Келгусида энг содда ҳолничеқсиз балансликка эга бўлган квантлашган потенциал ўрадаги зарранинг ҳаракатини қарайлик. Бунда зарранинг эгилувчан тўлқин функцияси

$$\Psi(r) = \frac{1}{\sqrt{S}} e^{i(q_x x + q_y y)} \varphi(z), \quad (2.1.1)$$

кўринишда бўлади. Бунда $q = (q_x, q_y)$ – интерфейс текислиги бўйича зарранинг ҳаракатини ифодаловчи икки ўлчамли тўлқин вектори.

$V/A/B$ тур тузилмада $\varphi(z)$

$$-\frac{\hbar^2}{2m_A} \frac{d^2}{dz^2} \varphi(z) = E_A \varphi(z)$$

кўринишдаги бир ўлчамли Шредингер тенгламасининг ечими бўлади; m_A – тузилма A қатламидаги зарранинг эффектив массаси. Шунини таъкидлаш жоизки, A қатлам ташқарисида $\varphi(z)$ функцияси нолга айланади. Зарранинг тўлиқ энергияси E эса ўлчамли

квантлашган E_x ҳамда $E_y = \frac{\hbar^2 q^2}{2m_A}$ кўринишдаги кинетик энергияларнинг йигиндисидан ташқил топган бўлади. Бунда E тўлиқ энергия микдоран ўтказувчанлик зонасининг тубидан ҳисобланади, Oz ўқи эса ўранинг марказига жойлаштирилган. У ҳолда чегаравий шартларнинг кўриниши куйидагича таяланади:

$$\varphi\left(\pm \frac{a}{2}\right) = 0, \quad (2.1.2)$$

a - A қатлам кенглиги. У ҳолда интерфейс текислиги координатаси: $\pm a/2$. Бундай ҳолда система $z \rightarrow -z$ кўринишдаги кўзгули симметриявий акслантириш операторига эга бўлади. Шу сабабдан электронларнинг ҳолат функциялари икки табиатли: жуфт ва тоқ тўлқин функциялари кўринишида бўлиб, мос ҳолда $C \cos(kz)$ ва $C \sin(kz)$ кўринишда таяланиши мумкин. Бунда $k = (2m_A E_x / \hbar^2)^{1/2}$, C -нормировкалаш коэффициенти. Агар юқорида кайд қилинган чегаравий шартлар эътиборга олинса, у ҳолда келгуси ҳисоблашларда фойдали бўлган тўлқин вектори ва энергиявий спектр учун куйидаги муносабатларга эга бўламиз

$$k = \frac{v\pi}{a}, \quad E_x = \frac{\hbar^2}{2m_A} \left(\frac{v\pi}{a}\right)^2. \quad (2.1.3)$$

Бунда v жуфт ҳолатлар учун ток сонларни, тоқ ҳолатлар учун эса жуфт сонларни қабул қилади. Ушбуни эътиборга олиб келгусида электронли ва қавакли ўлчамли квантлашган ҳолатлар, мос ҳолда, sv ва $h\nu$ каби белгиланади.

Шундай қилиб энергиявий спектр

$$E_{x,n} = \frac{\hbar^2}{2m_A} \left[\left(\frac{v\pi}{a}\right)^2 + q^2 \right], \quad (2.1.4)$$

кўринишда бўлиб, у ўлчамли квантлашган зоначалар(зоналар тармоқлари)дан иборат бўлади.

Энди чекли баландликли потенциал тўсик мавжуд бўлган ҳолни қарайлик. Дастлаб $q = 0$ деб ҳисоблаймиз. A қатлам чекли баландликли потенциал тўсик бўлганида, электронларнинг тўлқин функциялари B қатламда ҳам нол бўлмаган қийматлар қабул қилади ва у

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_B} \frac{d^2}{dz^2} + V\right) \varphi(z) = E_x \varphi(z),$$

Шредингер тенгламасининг счими ҳисобланади. Бунда V потенциал тўсикнинг интерфейсдаги ўтказувчанлик зонаси қирқимлари орасидаги энергиявий ораликдир. Оддий зонали яқинлашишда A ва B қатламлар орасидаги интерфейсга нисбатан олинган чегаравий шартларни куйидаги кўринишда кайд қилиш мумкин

$$\varphi_A = t_{11} \varphi_B = +t_{12} \bar{\varphi}_B, \quad \bar{\varphi}_A = t_{21} \varphi_B + t_{22} \bar{\varphi}_B, \quad (2.1.5)$$

φ_A ва φ_B - A ва B тарафидан қаралганда электрон тўлқин функциясининг қийматлари,

$\bar{\varphi}_A = l \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)_A$, $\bar{\varphi}_B = l \frac{m_A}{m_B} \left(\frac{\partial \varphi}{\partial z}\right)_B$, $m_{A,B}$ - электронларнинг A ва B қатламлардаги эффектив

массалари, l -узувшиқ бирлигидаги ихтиёрий катталиқ бўлиб, t_{ij} матрицавий элементларни бирликсиз таянлашда қиртилгандир; \hat{l} матрица унимодуляр матрицадир, яъни унинг матрицавий элементлари $t_{11}t_{22} - t_{12}t_{21} = 1$ шартни қаноатлантиради. A/B структурада A қатламдан B қатламга аниқ кескин ўтиш масаласи \hat{l} матрицанинг кўринишини аниқлаш силлиқ эгилувчан функция методи камровига қирмайди. Шунинг учун t_{ij} матрицавий элементларнинг қийматларини таянлаш постулатлаштирилади ва экспериментлардан

олинган натижалар ёки бoshка бир микроскопик ҳисоблаш методи билан микдоран ҳисобланган кийматлар билан солиштирилади. Бирок, кўпгина ҳолларда, Бастард (Bastard)нинг

$$\varphi|_A = \varphi|_B, \quad \frac{1}{m_A} \frac{d\varphi}{dz}|_A = \frac{1}{m_B} \frac{d\varphi}{dz}|_B. \quad (2.1.6)$$

чегаравий шартларидан фойдаланилади. Бу муносабат $t_{11} = t_{22} = 1$, $t_{12} = t_{21} = 0$ шарт қаноатлантирилганда (2.1.5) чегаравий шартнинг хусусий ҳоли бўлиб қолади.

У ҳолда Шредингер тенгламасининг хусусий ечими

$$\varphi(z) = \begin{cases} C \cos kz & \text{агар } |z| \leq \frac{a}{2}, \\ D \exp\left[-\kappa\left(|z| - \frac{a}{2}\right)\right] & \text{агар } |z| \geq \frac{a}{2}. \end{cases} \quad (2.1.7)$$

Бу ерда $\kappa = [2m_B(V - E_s)/\hbar^2]^{1/2}$ бўлиб, ўлчамли квантлашиш ҳолат энергиялари потенциал ўра баланглигидан кичик кийматли ҳамда B қатламдаги тўлқин вектори мавҳум: $k_B = i\kappa$ деб ҳисобланган.

(2.1.7) муносабатни эътиборга олган ҳолда (2.1.6) кўринишдаги тенгламалар системасидан

$$C \cos k \frac{a}{2} = D, \quad -\frac{k}{m_A} C \sin k \frac{a}{2} = -\frac{\kappa}{m_B} D, \quad (2.1.8)$$

жуфт ҳолатларнинг энергиявий спектри

$$\operatorname{tg} k \frac{a}{2} = \eta = \frac{m_A \kappa}{m_B k}, \quad (2.1.9)$$

тоқ ҳолатларнинг энергиявий спектри эса

$$\operatorname{ctg} k \frac{a}{2} = -\eta \quad (2.1.10)$$

кўринишдаги трансцендент тенглама ёрдамида аниқланади. Юқорида келтирилган ифодалар ноҳан фаркли кийматли \bar{q} тўлқин векторли ҳолатлар учун ҳам ўринлидир. Бунда k ва κ катталиклар сифатида қуйидагилар тушунилади:

$$k = \left(\frac{2m_A E}{\hbar^2} - q^2 \right)^{1/2}, \quad \kappa = \left[\frac{2m_B (V - E)}{\hbar^2} + q^2 \right]^{1/2}. \quad (2.1.11)$$

Маълумки, бир ўлчамли симметрий потенциал ўрада, ҳеч бўлмаса, бир ўлчамли квантлашган ҳолат мавжуд бўлади. Шу сабабдан чекли балангликли потенциал ўрада электронларнинг энергиявий спектри sv чекли ўлчамли квантлашган зонача (тармоқ)лари ҳамда $(E - (\hbar^2 q^2 / 2m_B)) > V$ шартни қаноатлантирувчи континуумдан иборат бўлади. A ва B қатламлардаги электронлар эффектив массалари ўзаро тенг бўлганида $E_{n\bar{q}}(\bar{q})$ муносабат парабола кўринишида бўлади. Бундай ҳол бир жинсли композицион материаллардан ташкил топган наноструктураларда ҳам кузатилади. A ва B қатламлардаги электронлар эффектив массалари микдоран унчайин фарқ қилмайдиган ҳолларда ҳам $E_{n\bar{q}}(\bar{q})$ муносабатни парабола кўринишида танлаш мумкин.

Энди чекли потенциал ўра моделидан чексиз балангликли потенциал ўрага ўтишнинг чегараси ҳақида мулоҳаза қилайлик. Бунинг учун потенциал ўра баланглиги V ни

$$V \gg \frac{\hbar^2}{2m_A} \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 \quad (2.1.12)$$

шартни қаноатлантирадиган даражада катта кийматли деб ҳисоблайлик. У ҳолда sv асосий ҳолат учун κ катталикни тақрибан $\kappa_0 = (2m_A V / \hbar^2)^{1/2}$ билан алмаштириш мумкин

хамда k/κ_0 нисбатни кичик қийматли параметр сифатида караш мумкин. (2. 1.9) ифодани $\text{ctg}(ka/2) = (m_B k / m_A \kappa) \kappa$ кўринишда ёзиб, k/κ_0 параметрга нисбатан нолиқчи яқинлаштишда $c1$ асосий ҳолат учун $ka/2 = \pi/2$ ёки $k = \pi/a$ муносабат келиб чиқади ва у $V \rightarrow \infty$ чегаравий ҳолатга ҳамда (2. 1.3) муносабатдаги $v=1$ ҳолга мос келади. Агар k ни $\pi/a - \delta k$ каби ифодаласак, у ҳолда биринчи яқинлаштишда

$$\delta k \frac{a}{2} \approx \frac{m_B \pi}{m_A \kappa_0 a} \quad \text{ёки} \quad k \approx \frac{\pi}{a} \left(1 - \frac{m_B}{m_A} \frac{2}{\kappa_0 a} \right) \quad \text{ва} \quad E_{s1} \approx \frac{\hbar^2}{2m_A} \left(\frac{\pi}{a} \right)^2 \left(1 - \frac{m_B}{m_A} \frac{4}{\kappa_0 a} \right) \quad (2. 1.13)$$

муносабатга эга бўламиз.

2.2. Квантлашган иплар ва нукталар

Квантлашган ўрадада зарра икки йўналиш бўйича ҳаракатлана олади. Шу сабабдан квантлашган ўрани икки ўлчамли ток ташувчилар тизими деб қаралади. Бунда ўлчамли квантлашиш ҳолатларнинг давомийлиги чегараланган бўлади. Энди эса электронли ҳолатларнинг квантлашган ип ва квантлашган нукталардаги квантлашишни кўрайлик. Бундай ток ташувчилар тизими мос ҳолда бир (системанинг ўлчами $d=1$) ва нол (системанинг ўлчами $d=0$) ўлчамли деб тушунилади ва уларда ток ташувчилар бир ўлчамли ҳаракатда бўлади ёки умуман ҳаракатланмайди.

Чексиз баланд тўсикли тўғри бурчакли кесимли квантлашган ип. Бундай ҳолда электронларнинг ҳолат функцияси

$$\psi(x) = (1/\sqrt{L}) e^{iqx} \varphi(x, y), \quad \varphi(x, y) = \varphi_x(x, a_x) \varphi_y(y, a_y)$$

кўринишда бўлади, L -ипнинг узунлиги, $1/\sqrt{L}$ - нормировкаланиш коэффициенти, q -ток ташувчиларнинг ипнинг асосий ўқи бўйлаб йўналган тўлқин вектори,

$$\varphi_x(x, a) = \sqrt{\frac{v_x}{a}} \begin{cases} \cos \frac{v_x x}{a} & \text{ининг жуфт қийматлари учун,} \\ \sin \frac{v_x x}{a} & \text{ининг тоқ қийматлари учун} \end{cases} \quad (2.2.1)$$

v_x ва v_y тартиб рақамли зоначаларнинг q тўлқин векторли ҳолатидаги электроннинг энергияси

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_A} \left[q^2 + \left(\frac{v_x \pi}{a_x} \right)^2 + \left(\frac{v_y \pi}{a_y} \right)^2 \right] \quad (2. 2.)$$

ифода ёрдамида аниқланади.

Чексиз баланд тўсикли a_x, a_y, a_z ўлчамли тўғри бурчакли параллелипипед шаклидаги квантлашган нукта табиатини таҳлил қилайлик. Бу ҳолда электронларнинг ҳолат функцияси ва энергиявий спектри

$$\psi(x) = \varphi_x(x, a_x) \varphi_y(y, a_y) \varphi_z(z, a_z), \quad E = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_A} \sum_{j=x,y,z} \left(\frac{v_j}{a_j} \right)^2 \quad (2. 2.3)$$

муносабатлар ёрдамида аниқланади.

Энди чекли баландликти R радиусли сферавий квантлашган нуктада электроннинг асосий ҳолати ($q=0$) тўғрисида фикр юритайлик. Бундай тизимда асосий ҳолат функцияси симметриявий бўлиб, унинг кўриниши қуйидагича бўлади:

$$\psi(x) = Cr^{-1} \begin{cases} \sin kr & r \leq R, \\ \sin kR e^{-\kappa(r-R)} & r \geq R, \end{cases} \quad (2. 2.4)$$

C -нормировкаланганлик коэффициенти,

$$k = (2m_A E / \hbar^2)^{1/2}, \quad \kappa = [2m_B (V - E) / \hbar^2]^{1/2}. \quad (2.2.5)$$

Бундай квантлашган нуктадаги электроннинг энергиявий спектри

$$1 - kR \operatorname{ctg} kR = \frac{m_A}{m_B} (1 + \kappa R).$$

муносабатни каноатлантиради.

Энди эса чекли баландликли цилиндр квантлашган ипда электроннинг асосий ҳолати ($q = 0$) тўғрисидаги мулоҳазаларни келтирайлик. Бундай тизимларда ҳолат функциялар

$J_0(x)$ ва $K_0(x)$ Бессел функциялари ёрдамида ифодаланади:

$$\psi(x) = \begin{cases} CJ_0(k\rho) & r \leq R, \\ DK_0(\kappa\rho) & r \geq R, \end{cases} \quad (2.2.6)$$

бу ерда $D = CJ_0(kR) / K_0(\kappa R)$.

Ҳолатларнинг энергиявий зичлиги. $d = 3, 2, 1, 0$ ўлчамли фазода квазизарраларнинг $E_{n\vec{k}}$ энергиявий спектрини таҳлил этайлик, n -дискрет қийматли квант сони, \vec{k} - d компонентали (ташқил этувчи) тўлқин вектори. Нол ўлчамли тизимларда тўлқин вектори физикавий мўъиятини йўқотиб, квантсониға айланиб қолади. Бирок бу квант сони квант механикаси фанидаги квант сонларидан фарқли ўларок, ўлчамли квантлашиш ҳолатларига таалуқлидир.

Келгусида квантлашган ҳолатларнинг энергиявий зичлиги дейилганда d ўлчамли фазонинг бир бирлик ҳажмиға ва бир бирлик энергия оралиғига тўғри келувчи ҳолатлар сони тушунлади. Диракнинг δ -функцияси яқинлашишида ҳолатлар зичлигини

$$g_d(E) = \frac{2}{V_d} \sum_{n\vec{k}} \delta(E - E_{n\vec{k}}), \quad (2.2.7)$$

кўринишда қайд қилиш мумкин. Бу муносабатдаги 2 рақами электронли ҳолатларнинг спиниға нисбатан икки қаррали айниганини эътиборға олганлиғи учун юзаға келади, V_d - қаралаётган d ўлчамли фазодаги ҳажм. Масалан, у уч ўлчамли фазода геометрик ҳажм, икки ўлчамли ток ташувчилар тизими учун эса юза, бир ўлчамли ток ташувчилар тизимида қаралаётган соҳанинг узунлиғи бўлади. Масалани соддарок ҳал қилиш мақсадида $E_{n\vec{k}}$ энергияни \vec{k} тўлқин векторига нисбатан қаторға ёйиб ва квадратик ҳадлар билангина

чегаралансак, у ҳолда $E_{n\vec{k}} = E_n^0 + \frac{\hbar^2 k^2}{2M_n}$ ифодани оламиз ва унда M_n -масса бирлиғидаги

катталиқ бўлиб, у m_A ва m_B қийматларни қабул қилиши мумкин. Бу қаторни (2.2.7) ифодада эътиборға олсак, у ҳолда ҳолатлар зичлиғига n тартиб рақамли тармоғининг улуши учун муносабатни оламиз

$$g_3(E) = \frac{1}{2\pi^2} \left(\frac{2M_n}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E - E_n^0}, \quad (2.2.8)$$

$$g_2(E) = \frac{M_n}{\pi \hbar^2} \theta(E - E_n^0), \quad (2.2.9)$$

$$g_1(E) = \frac{1}{\pi} \left(\frac{2M_n}{\hbar^2 E} \right)^{1/2} \theta(E - E_n^0), \quad (2.2.10)$$

$$g_0(E) = 2\delta(E - E_n^0), \quad (2.2.11)$$

$\theta(x)$ - x нинг мусбат қийматларида бир, манфий қийматлар соҳасида эса нол қиймат қабул қилувчи зинапояли функция.

3-боб. ЎЛЧАМЛИ КВАНТЛАШГАН ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛИ ТИЗИМЛАР

Нанотехнологиянинг айна пайтдаги ривожланиши гетеротузилмали лазерлар, нурлагич диодлар, терогершли нурлагичлар, қўёш батареялари(хусусан каскадли қўёш фотоэлементлари), фотокабул килгичлар, электрооптик модуляторлар, оптоэлектронли схемаларнинг яратилишига асос бўлиб, улар микро(опто)электрониканинг асосини ташкил этади. Бундай соҳаларнинг келгусидаги ривож эса нанофизика-паст ўлчамли микро-объектлар физикасининг алоҳида фани (бўлими) сифатида намоён бўлишига олиб келди.

Шу мазмунда ушбу боб паст ўлчамли ток ташувчиларнинг энергиявий спектрининг назарий тахлилига бағишланган бўлиб, икки, бир ва нол ўлчамли нанотизимлардаги ток ташувчиларнинг физикавий табиати тахлил қилинган. Шунингдек, паст ўлчамли тизимларда электронларнинг статистикаси тўғрисида алоҳида мулоҳазалар юритилган.

3.1.-§. Паст ўлчамли ток ташувчиларнинг энергиявий спектри

Икки ўлчамли электронли газ. Масалани ойдинлаштириш мақсадида ушбу $GaAs - In_xGa_{1-x}As - GaAs$ гетеротузилмани кўрайлик. Одатда $In_xGa_{1-x}As$ қаттиқ аралашманинг қалинлиги l μm тартибда олинади. Маълумки, $In_xGa_{1-x}As$ қаттиқ аралашма

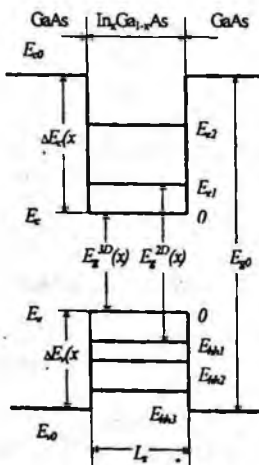
таъкикланган зонасининг кенглиги $E \approx 1.43eV$ - дан кичик бўлади. Бунда уч қатламли тизимнинг чегаравий сиртлар оралигида «тутиб қолувчи» (Биринчи жинс) гетероўтиш юзага келади: ўтказувчанлик зоналари жойлашган соҳада электронлар учун, валент зоналари жойлашган соҳада эса қаваклар учун ўлчамли квантлашган, энергиявий баландинги чекланган потенциал ўра ҳосил бўлади, чунки $In_xGa_{1-x}As$ қатлам қалинлиги электронлар ва қавакларнинг де-Бройл тўлқин узунлигидан кичикдир. Табиийки, бундай ҳолларда чегаравий сиртга тик бўлган йўналашдаги ток ташувчиларнинг импульсининг ташкил этувчилари ўлчамли квантлашади.

Дастлабки қинқлашишларда ўлчамли квантлашган тизимларда ток ташувчиларнинг E_n энергиявий спектри ва $\chi_n(z)$ тўлқин функцияси эгилувчан функциялар ҳисоблаш усули ёрдамида аниқланади, яъни ҳесқис чуқур потенциал ўра учун

$$\left(-\frac{\hbar^2}{2m_e} \frac{\partial^2}{\partial z^2} + E_c(z) \right) \chi_n(z) = E_n \chi_n(z),$$

Шредингер тенгламасини ечиш талаб этилади; $E_c(z)$ -потенциал тўсиқнинг геометриявий фазодаги тақсимотини аңглатади.

Бунда ўра (x,y) текислиги бўйлаб ток ташувчилар де-Бройл тўлқин; энергияси эса



1-расм. $GaAs - In_xGa_{1-x}As - GaAs$ гетеротузилманинг зонавий тузилиши. E_m - электронларнинг, $E_{lm}(E_{lm})$ - энгил(огир) қавакларнинг ўлчамли квантлашган энергиявий сатҳлари. $n = 1, 2, 3, \dots$ энергиявий сатҳларнинг тартиб рақами.

квазиуликсиз табиятини сақлаб қолади:

$$E = \frac{\hbar^2}{2m_e} (k_x^2 + k_y^2) + E_n, \quad E_{e1} = \frac{\hbar^2 \pi^2}{2m_e L_z^2}, \quad k_x = \frac{\pi}{L_z} n,$$

$E_n = E_{e1} n^2$, L_z -Уранинг кенглиги, $n=1,2,3,\dots$ (1.2) муносабатдан электрон ҳажмий кристаллардаги каби ток ташувчилар ўтказувчанлик (валент) зонасининг туби (шипи)да жойлашмайди; электронларнинг минимал энергияси: $E_{min} = E_c + E_{e1}$, снгил ва оғир

каваклар учун эса мос ҳолда $E_{h1} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_h L_z^2}$, $E_{h1} = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_{hh} L_z^2}$ бўлади. Умуман олганда ток

ташувчилар эффектив массаларининг бўйлама ташкил этувчилари ўлчамли квантлашишни хис қилмаса-да, кундаланг ташкил этувчиларнинг умумий кўриниши анча мураккаб бўлади. Одатда, сифатли таҳлилларда, бу ҳолга эътибор қаратилмайди. Ўлчамли квантлашган катламда таъқиқланган зонанинг кенглиги эса

$$\Delta E_g^{2D}(x, L_z) = \Delta E_g^{3D}(x) + E_{e1}(x, L_z) + E_{h1}(x, L_z) \quad (3.1.3)$$

муносабатдан аниқланади; $\Delta E_g^{3D}(x)$ -уч ўлчамли (ҳажмий) намунадаги таъқиқланган зонанинг кенглиги ва у, умуман олганда, намунадаги In нинг Ga га нисбатини улуши x катталиққа боғлиқдир.

Умуман олганда $GaAs - In_x G_{1-x} As - GaAs$ тузилмада потенциал ўранинг чуқурлиги чекли бўлади: $(0,2 + 0,3) eV$

$$k_x L_z = (n+1)\pi - 2 \arcsin \frac{k_y \hbar}{\sqrt{2m_e \Delta E_c}}, \quad (3.1.4)$$

трансцендент тенглама ток ташувчиларнинг энергиявий спектрини ифодалаб, унча чуқур бўлмаган ўрада ўлчамли квантлашган зонанинг бўлиши ҳам кузатилиши мумкин.

Агар ўлчамли квантлашган тизим спин-орбитал зонаси старличка кичик қийматли ва ток ташувчилар самаравий массалари кичик қийматли бўлган анизотропиявий ярим ўтказгичдан олинган, шунингдек ток ташувчилар энергиявий спектри нопарабола табиатли бўлса, у ҳолда ток ташувчиларнинг Кейн модели билан электронларнинг энергиявий спектри

$$\text{ctg} kh = 2 \left(q - \frac{1}{q} \right), \quad (3.1.5)$$

тенглама ёрдамида аниқланади; бу ерда

$$q = \left[\frac{E(E_{g0h} + E - \Delta E_c)(E_{g0h} + E - \Delta E_c + \Delta)(E_{g0h} + E + \frac{2}{3}\Delta_1)}{(E_g + E - \Delta E_c + \frac{2}{3}\Delta)(E_{g0h} + E)(E_{g0h} + E + \Delta_1)(\Delta E_c - E)} \right]^{1/2},$$

$$k = \left[\frac{E(E_{g0h} + E)(E_{g0h} + E + \Delta_1)}{(E_{g0h} + E + \frac{2}{3}\Delta_1)P^2} \right]^{1/2},$$

$$\Delta_1 = \sqrt{9\delta^2 - 2\Delta\delta + \Delta^2}.$$

самаравий масса методи ёрдамида аниқланган оғир кавакларнинг энергиявий спектри ток ҳолатлар учун:

$$\frac{k}{m_{hh}} \text{tg} \left(\frac{kh}{2} \right) = \frac{k_0}{m_{hh0}} \quad (3.1.6)$$

жуфт ҳолатлар учун

$$\frac{k}{m_{hh}} \operatorname{ctg}\left(\frac{kh}{2}\right) = \frac{k_0}{m_{hh0}} \quad (3.1.7)$$

тенгламани каноатлантиради ва улар, зарурат тугилганда ЭХМда ҳал этилади. Бу ерда

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_{hh}}, E = \Delta E_{hh} - \frac{\hbar^2 k_0^2}{2m_{hh0}}, \quad (3.1.8)$$

-спин-орбитал ўзаро таъсир энергияси, қолган катталиклар маълум катталиклар [10,11].

Бир ўлчамли ток ташувчилар гази. Умуман олганда квантлашган иплар мезоскопик, яъни литография усулидан бошқа усулда олинмайди. Шу сабабли бир ўлчамли ток ташувчилар гази кам текширилган. Бу маънода x йўналишида олинган квантлашган илдаги ток ташувчиларнинг энергиявий спектри

$$E = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e} \left(\frac{n_x^2}{L_x^2} + \frac{n_y^2}{L_y^2} \right) + \frac{\hbar^2 k_z^2}{2m_e}, \quad (3.1.9)$$

ифода ёрдамида аниқланади; L_x, L_y – ип кундаланг қирқимнинг геометрик ўлчамлари, n_x ва n_y – бир-бирига боғлиқ бўлмаган ҳолда қиймат қабул қилувчи натурал сонлар.

Нол ўлчамли ток ташувчилар гази. Ўлчамлари L_x, L_y, L_z бўлган призма шаклидаги потенциал ўра ичида ток ташувчилар энергиявий спектри туласича квантлашгандир

$$E_n = \frac{\pi^2 \hbar^2}{2m_e} \left(\frac{n_x^2}{L_x^2} + \frac{n_y^2}{L_y^2} + \frac{n_z^2}{L_z^2} \right), \quad (3.1.10)$$

n_x, n_y, n_z – ўзаро боғлиқ бўлмаган натурал сонлар. (3.1.10) кўринишидаги спектр тизимини квазиатом сифатида ҳам қараш мумкин. a радиусли ва U_0 энергиявий баландликли сферавий ўлчамли квантлашган нукта ичида $r < a$ масофада ётувчи m_e самаравий массали ток ташувчиларнинг энергиявий спекри $\operatorname{ctg} ka < 0$ шартни қаноатлантирувчи ҳол учун

$$\sin ka = \pm ka \sqrt{\frac{\hbar^2}{2m_e a^2 \Delta E_c}} \quad (3.1.11)$$

3.2-§. Паст ўлчамли тизимларда электронларнинг статистикаси

Ҳажмий ярим ўтказкичларда электронлар тизими. Энергиявий спектрнинг квадратик яқинлашишида ўтказувчанлик зонаси электронлари учун ҳолатлар зичлиги

$$g_c(E) = \frac{4\pi}{\hbar^3} (2m_e)^{3/2} (E - E_c)^{1/2}, \quad (3.2.1)$$

муносабат ёрдамида аниқланади (2а-расм). Шунингдек Ферми-Дирак тақсимоти яқинлашишида электронлар концентрацияси қуйидаги каби ифодаланadi

$$n = N_c F_{1/2} \left(\frac{F - E_c}{kT} \right), \quad (3.2.2)$$

F – электронлар учун кимёвий потенциал, k – Болцман доимийси, $F_{1/2}$ – Ферми интегралли, $N_c = 2(2\pi m_e kT)^{3/2} / \hbar^3$. Хусусан айнамаган (тусланмаган) электронлар гази учун

$$n = N_c \exp\left(\frac{F - E_c}{kT}\right). \quad (3.2.3)$$

айниган электронли газ учун

$$n = \frac{4}{3\sqrt{\pi}} N_c \left(\frac{F - E_c}{kT} \right)^{3/2} = \frac{8\pi}{3\hbar^3} [2m_e(F - E_c)]^{3/2}. \quad (3.2.4)$$

муносабатлар Уринлидир.

Ўлчамли квантлашган Ураларда электронлар тизими. Икки ўлчамли ток ташувчилар тизими учун юқорида қайд қилинган катталиклар учун муносабатларни олиш учун уч қаррали интеграл икки қарали ва битта сумма билан алмаштирилади. У ҳолда ҳолатлар зичлиги учун (2b-расм)

$$g_c^{2D}(E) = \frac{m_e}{\hbar^2 \pi} \sum_n \Theta(E - E_n), \quad (3.2.5)$$

-гэта (поғонали ёки Хевисайд) функцияси. Охириги икки ифодадан, ҳажмий кристаллдан фарқли ўлароқ, $E > E_1$ энергия ҳолатларининг зичлиги битта, фақат биттагина $m^*/(\pi \hbar^2)$ кийматга сақраб ўзгарса, $E < E_1$ шартни қаноатлантирувчи, ҳолатлар бўлмайди.

Шуни ҳам қайд қилиш зарурки ўлчамли квантлашган тизимларда электронли ҳодисаларнинг физикавий табиати ҳароратлар соҳасига боғлиқ. Хусусан ўта паст ҳароратларда эркин электронлар (каваклар ҳам), асосан биринчи энергиявий сатҳда тўпланadi. Агар $E_2 - E_1 \gg kT$ шарт қаноатлантирадиган ҳароратлар соҳаси учун икки ўлчамли электронлар концентрацияси

$$n_s = \int_{E_1}^{\infty} g_c^{2D}(E) f_n(E) dE = N_c^{2D} \ln \left(1 + e^{\frac{F - E_1}{kT}} \right), \quad (3.2.6)$$

$F < E_1$ ва $n_{s1} < N_c^{2D}$ ($N_c^{2D} = (m^*/\pi \hbar^2) k_B T$ - икки ўлчамли ўтказувчанлик зонаси ҳолатларининг самаравий зичлиги) шарт бажарилса, айнамаган электронлар концентрацияси учун

$$n_s = N_c^{2D} \exp \left(\frac{F - E_1}{kT} \right). \quad (3.2.7)$$

қучли айниган икки ўлчамли электронлар учун ($F < E_1$ ва $n_s \ll N_c^{2D}$) қуйидаги муносабат Уринлидир

$$n_s = N_c^{2D} \left(\frac{F - E_1}{kT} \right) = \frac{m_e}{\hbar^2 \pi} (F - E_1). \quad (3.2.8)$$

Ўлчамли квантлашган ипларда электронлар тизими. Юқорида келтирилган мулоҳазаларга асосланиб ипнинг узунлик бирлигидаги ҳолатлар зичлиги учун қуйидаги ифодани аниқлаш мумкин

$$g_c^{1D}(E) = \sum_i \frac{1}{\hbar \pi} \sqrt{\frac{2m_e}{E - E_i}} \Theta(E - E_i), \quad (3.2.9)$$

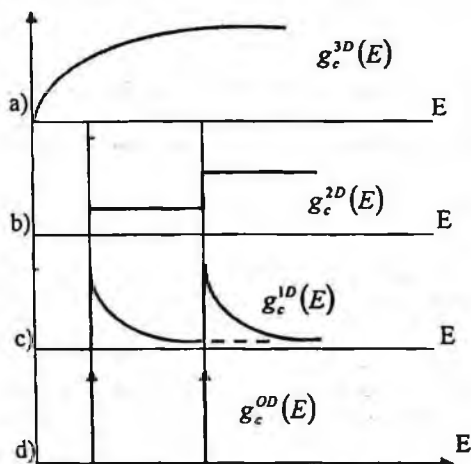
Бу ерда i катталик $E(n_1, n_2)$ энергиявий спектрдаги n_1 ва n_2 катталикларнинг аниқ бир комбинацияси ёрдамида аниқланади.

Масалан, ўта паст ҳароратлар соҳасида, асосан, электронлар энг пастки энергиявий қаватда жойлашган бўлади. У ҳолда $E_2 - E_1 \gg k_B T$ шарт бажарилганда электронларнинг чизикли концентрацияси

$$n_1 = \frac{\sqrt{2m_e kT}}{\hbar \sqrt{\pi}} \exp \left(\frac{F - E_1}{kT} \right), \quad (3.2.10)$$

қучли айниган ҳол учун эса

$$n_1 = \frac{2\sqrt{2m_e}(F - E_1)}{\hbar \pi}. \quad (3.2.11)$$



2-расм. 3(a)-, 2(b)- ва 1(c) ва ноль ўлчамли электронлар тизимларида ҳолатлар зичлигининг энергиявий боғланиши

(3.2.7, 3.2.10) муносабатлардан икки ва бир ўлчамли электронлар ток ташувчилар концентрациясининг температуравий боғланиши кучли айниган ҳолда туласича Ферми энергиясининг хароратли боғланиши билан аниқланади.

Ўлчамли квантлашган нукталарда электронлар тизими. Табиийки нол ўлчамли электронлар ҳолатлари зичлигининг энергиявий боғланишлари дельта (Дирак) функциялари билан аниқланади: m – қаралаётган энергиявий сатҳнинг тартиб рақами, спинли айниш эътиборга олинганда «2» юзага келади. Электронлар концентрацияси хажмий ёки икки ўлчамли электронлар тизимидаги каби аниқланади. Одатда, электронларнинг ўзаро Кулон таъсири эътиборга олинса, ҳар бир энергиявий сатҳда битта электроннинг бўлишини эътиборга

олсак, Ферми-Дирак тақсимотини олд коэффициентини 2 эмас, 1 олинади, яъни сатҳнинг спинли айниш коэффициентига албатта эътибор қаратиш зарур.

3.3-§. $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ турдаги ўта панжаралардаги икки ўлчамли электронларнинг фононларда сочилиши

$GaAs/Al_{0,35}Ga_{0,65}As$ ўта панжаранинг минизоносидаги электронларнинг кўндаланг ва бўйлама ҳаракатланувчанлиги назарий ҳисобланган. Бунда сочилиш механизми сифатида ток ташувчиларнинг кутбий оптик фононларда сочилиши танланган ва $T=300K$ ҳол қаралган. Бундай фононларнинг узокдан таъсирлашиши потенциалнинг ҳар хил тебраниш мода(тармоқ)ларининг самаравий релаксация вақти ва парциал ҳаракатланувчанликларига берадиган улушларининг назарий таҳлили келтирилган. Акустик ва оптик фононларда ток ташувчилар импульси релаксацияси вақтининг ўта панжарадаги квантлашган ўра кенглигига боғланиши таъқиқ этилган. Ҳисоблашлар Болцман кинетик тенгламасини линеаризация (чизиклаштириш) ёрдамида олиб борилган. Кутбий оптик фононларнинг скаляр потенциали диэлектрик континуум моделида ҳисобланган.

Маълумки $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ тур ўта панжаралар атомларининг ўзаро боғланиши ионли табиатли ярим ўтказгичлардан ташкил топган. Шу сабабли ҳона хароратида асосий сочилиш механизми ток ташувчиларнинг узокдан таъсирлашувчи потенциали кутбий оптик фонолар (ҚОФ)да сочилиши деб қаралади.

Келгусида ўлчамли квантлашган ўра ва потенциал тўсиқларнинг кенглиги a ва b 5 нм этиб танланган ҳолда $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$ ўта панжарадаги энг пастки минизонодаги электронларнинг бўйлама ва кўндаланг ҳаракатланувчанлиги ҳисобланган.

Ҳисоблаш усули. Электронларнинг ўта панжара симметрия ўкига нисбатан олинган кўндаланг ва бўйлама ҳаракатланувчанликларини чизиклаштирилган Болцман

тенгламаси ёрдамида ҳисоблаймиз. Ток ташувчиларнинг фононларда ноэластик сочилиши эътиборга олинса, у ҳолда умумий тақсимот функциясига номувозанатдаги улуш $g(\vec{k})$ қуйидаги кўринишда танланади

$$g_n(\vec{k}) = \epsilon \frac{\partial f_0}{\partial \epsilon} \sum_i \tau_i(\vec{k}) E_{i\nu}(\vec{k}) \quad (3.3.1)$$

Бу ерда $f_0(\epsilon)$ – мувозанатдаги ток ташувчиларнинг Ферми - Дирак тақсимот функцияси,

$\vec{E} = (E_x, E_y, E_z)$ - электр майдон қучланганлиги вектори, $\vec{v} = \vec{\nabla}_{\vec{k}} \frac{\epsilon}{\hbar}$ - электронларнинг гуруҳ тезлиги

$$\epsilon(\vec{k}) = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_{\perp}} + \frac{\Delta}{2}(1 - \cos k_{\parallel}d) \quad (3.3.2)$$

пастки минизопадаги электронларнинг энергиявий спектри; $k_{\perp} = \{k_x, k_y\}$ - ўта панжара симметрия ўқига нисбатан тик йўналган тўлқин вектори, m_{\perp} - электронларнинг қўндаланг самаравий массаси бўлиб, у кегусида микдоран ток ташувчиларнинг ўлчамли квантлашган ўрани ҳосил қилган ярим ўтказгичдаги ҳажмий самаравий массасига тенг деб олинган. d ва Δ - ўта панжаранинг даври ва минизонасининг энергиявий кенглиги, $\tau_i(\vec{k})$ - аналитик кўриниши изланаётган функция бўлиб, умуман олганда, \vec{k} - тўлқин векторига боғлиқдир.

Импульс релаксациясининг самаравий вақти функцияси – чизиклаштирилган Болцман тенгламасини микдорий ечиш билан ёрдамида ҳисобланган. Бу вақт икки ўлчамли тизимлар учун

$$\tau_{\perp}(\epsilon) = \tau_0(\epsilon) \left\{ \sum_{\vec{k}} \left[W_{\vec{k}\vec{k}}^{-} + f_0(\epsilon)(W_{\vec{k}\vec{k}}^{-} - W_{\vec{k}'\vec{k}}^{-}) \right] \cdot \frac{f_0'(\epsilon') \vec{k}_{\perp}^{-1} \vec{k}_{\perp}^{-1}}{f_0'(\epsilon) k_{\perp}^2} k_{\perp}(\epsilon') + 1 \right\}, \quad (3.3.3)$$

$$\tau_{\parallel}(\epsilon) = \tau_0(\epsilon) \left\{ \sum_{\vec{k}} \left[W_{\vec{k}\vec{k}}^{-} + f_0(\epsilon)(W_{\vec{k}\vec{k}}^{-} - W_{\vec{k}'\vec{k}}^{-}) \right] \cdot \frac{f_0'(\epsilon') \sin(k'_{\parallel}d)}{f_0'(\epsilon) \sin k_{\parallel}d} \tau_{\parallel}(\epsilon') + 1 \right\}, \quad (3.3.4)$$

$$\tau_0^{-1}(\epsilon) = \left\{ \sum_{\vec{k}} \left[W_{\vec{k}\vec{k}}^{-} + f_0(\epsilon')(W_{\vec{k}\vec{k}}^{-} - W_{\vec{k}'\vec{k}}^{-}) \right] \right\} - \text{электроннинг } \vec{k} \text{ тўлқин векторли ҳолатда тўла}$$

яшаш вақти,

$$W_{\vec{k}\vec{k}}^{-} = W_{\vec{k}\vec{k}}^{+} + W_{\vec{k}'\vec{k}}^{+}, \quad (3.3.5)$$

$$W_{\vec{k}\vec{k}}^{\pm} = \omega(q)(N_{\omega} + \frac{1}{2} \pm \frac{1}{2}) \delta_{\vec{k}, \vec{k} \pm \vec{q}} \delta(\epsilon' - \epsilon \pm \hbar\omega) \quad (3.3.6)$$

- электронларнинг $\hbar\omega$ энергияли фононларда сочилиш эҳтимоллиги, N_{ω} - фононларнинг Бозе - Эйнштейн тақсимот функцияси $\tau_{\perp}(\epsilon) = \tau_x(\epsilon) = \tau_y(\epsilon)$, $\tau_{\parallel}(\epsilon) = \tau_z(\epsilon)$

$\epsilon = \epsilon(\vec{k}_{\perp}) = \frac{\hbar^2 k_{\perp}^2}{2m_{\perp}}$. Бу ерда шуни қайд қилиш керакки, квази икки ўлчамли яқинлашишда

релаксациянинг τ , самаравий вақти ва τ_0 функциялар электроннинг қўндаланг ҳаракат энергияларигагина боғлиқ бўлиб қолади. Электронларнинг кутбий оптик фононларда сочилиши ноэластик табиатли деб қарасак, у ҳолда \vec{k}' тўлқин вектори бўйича олиб борилган интегралдан сўнг (3.3.3, 3.3.4) тенглама

$$\tau_i(\epsilon) = \tau_{i0} (G_i^{+}(\epsilon) \tau_i(\epsilon + \hbar\omega) + G_i^{-}(\epsilon) \tau_i(\epsilon - \hbar\omega) + 1) \quad (3.3.7)$$

кўринишини олади,

$$\tau_{\omega}^{-1}(\varepsilon) = \tau_1^{-1}(\varepsilon) + \sum_j \tau_j^{-1}(\varepsilon). \quad (3.3.8)$$

Маълумки, агар $A^{III}B^V$ кимёвий бирикмали ярим ўтказгичлар диэлектрик мухит (континуум) сифатида қаралса, у ҳолда кутбий оптик фононларнинг узокдан таъсир потенциал ҳисобига содир бўладиган тебранишлар икки: Q (quided) ва I (interface) табиатли бўлади. Q табиатли тебранишлар модаси частота бўйича тусланган (айниган) бўлиб икки хил қиймат қабул қилади. Уларнинг бири квантлашган ўра ҳосил қилинган ярим ўтказгичдаги бўйлама кутбий оптик фононларнинг ($\omega_{L\alpha}$) частотасига тенг бўлса, иккинчиси потенциал ўра намунасидаги бўйлама кутбий оптик частотаси ($\omega_{L\alpha}$) га тенг бўлади. ($\omega_{L\alpha}$) частотали G тебранишларнинг амплитудаси квантлашган ўра соҳасида, ω_{α} -частотали G тебранишлар амплитудаси эса потенциал тўсик соҳасидан нолдан фарқли қиймат қабул қилади. Шунинг учун квантлашган ўра ва потенциал тўсикларда G тебранишлар тармоқларини алоҳида ҳолда таҳлил этиш зарур.

I тебранишлар эса тўрт тармоқли бўлиб, уларнинг частоталари микдоран ўра ва тўсиклар ҳосил қилинган намуналарнинг кўндаланг ва бўйлама частоталарига тенгдир ва фононнинг тўлқин векторига нисбатан дисперсия (боғланиш)га эга.

Ток ташувчилар узокдан таъсир потенциалига эга бўлган G ва I тебраниш(фонон)ларда сочилиш эҳтимоллиги электроннинг

$$\Psi_k(F) = \sqrt{\frac{d}{V}} e^{ikz} \sum_n e^{in(z-dn)} \varphi(z-dn) \quad (3.3.9)$$

қўринишдаги тўлқин функцияларига нисбатан ҳисобланган,

$$\varphi(z) = \begin{cases} \sqrt{\frac{2}{a}} \cos\left(\frac{\pi}{a} z\right), & \text{агар } |z| \leq \frac{a}{2} \\ 0 & \text{агар } |z| > \frac{a}{2} \end{cases} \quad (3.3.10)$$

Бундай яқинлашишда $\omega_G = \omega_{L\alpha}$ частотали барча квантлашган ўрадаги кристалл панжараларнинг симметриявий G – тебранишларида электрон сочилиш эҳтимоллигининг аниқ қўринишини топиш мумкин:

$$\omega_G(\bar{q}) = \omega_G(\bar{q}_1) = \frac{1}{8} C_{\rho\sigma} \frac{\pi\alpha(4+\alpha^2)(\gamma+3\alpha^2) - 64Na(q_{\perp} \frac{a}{2})}{\alpha^3(4+\alpha^2)^2} \quad (3.3.11)$$

$C_{\rho\sigma} = \frac{e^2 a d \omega_{L\alpha}}{\pi^2 \varepsilon_0 \varepsilon_a^* V}$, $\alpha = \frac{aq_{\perp}}{\pi}$, a – квантлашган ўра кенлиги, $(\varepsilon^*)^{-1} = \varepsilon_{\omega}^{-1} - \varepsilon_S^{-1}$, V – ўта панжаранинг ҳажми. “а”(в) индекс квантлашган ўра потенциал тўсик ясалган ярим ўтказгичга тегишли эканини англатади.

I тур тебранишларда сочилиш эҳтимоллиги қуйидаги ифода ёрдамида аниқланади:

$$\omega(\bar{q}) = 16C_{\rho\sigma} \frac{|1+v(\bar{q})|^2 \text{sh}\left(\frac{aq_{\perp}}{2}\right)}{\alpha^3(4+\alpha^2)^2} \frac{\omega_{L\alpha} C_{\alpha\alpha}^2}{\omega_{C\alpha}^2} \left\{ \text{sh}(aq_{\perp} + \frac{1}{4} e^{4\alpha}) \frac{\rho_{\mu} C_{\beta}^2}{\rho_{\mu} C_{\alpha}^2} \left| e^{-\alpha} \left(1 - \frac{\varepsilon_{\alpha}}{\varepsilon_{\beta}}\right) + v(\bar{q}) \left(1 + \frac{\varepsilon_{\alpha}}{\varepsilon_{\beta}}\right) \right|^2 \right\}^{-1} \quad (3.3.12)$$

$$C_i^2 = C_i^2(\omega) = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_{\omega} (\omega_{L\alpha}^2 - \omega_{T\alpha}^2)}{\rho_{\mu} (\omega^2 - \omega_{T\alpha}^2)^2},$$

$$\varepsilon_i = \varepsilon_i(\omega) = \varepsilon_{\omega} \frac{\omega_{L\alpha} - \omega^2}{\omega_{T\alpha}^2 - \omega^2}, \quad (3.3.13)$$

$$C_{\alpha\alpha}^2 = C_{\alpha}^2(\omega_{L\alpha}),$$

$$\rho_{\mu} = \Omega(m_{\alpha}^{-1} + m_{\beta}^{-1})$$

$\Omega - A^m B^y$ ярим ўтказгич элементар уячасининг ҳажми бўлиб, ҳисоблашларда у квантлашган ўра ва потенциал тўсик учун бир хил деб олинган, m_A ва m_B - элементар уячани ташкил қилган кимёвий икки хил атомларнинг массалари; ω ва ω_T - ҳажмий намуналардаги атомларнинг бўйлама ва кўндаланг кутбий оптик тебранишлари частоталаридир; $\nu = \nu(\bar{q})$ - ўлчамсиз комплекс катталиқ.

Ҳажмий фононларнинг спектри электронларнинг сакраб ўтишлари ҳисобга олинса $\omega(\bar{q})$ функция

$$\omega(\bar{q}) = \frac{a}{\pi d} C_{\rho 0} \sum_n \frac{\sin^2(\pi x_n)}{x_n^2 (1 - x_n^2)^2} \frac{1}{\alpha^2 + 4x_n^2} \quad (3.3.14)$$

кўринишида қайд қилиш мумкин; $x_n = \frac{a}{2\pi} (q_x + \frac{2\pi}{d} n)$, $-\frac{N_x}{2} \leq n \leq \frac{N_x}{2}$, N_x - ўта панжара даврининг сони.

Электронларнинг акустик фононларда эластик сочилиши изотроп релаксация вақти

$$\tau_1(\epsilon) = \tau_{II}(\epsilon) = \tau = \frac{2}{3} \frac{ac_L \hbar^3}{m_0 D_0^2 k_0 T} \quad (3.3.15)$$

ёрдамида ифодаланлади. $C_L = C_{11} + \frac{2}{5}(C_{12} + 2C_{44} - C_{11})$ - ҳажмий ярим ўтказгичлар бўйлама акустик тебранишлари эластиклик модулининг ўртача қийматидир; D_0 - ўтказувчанлик зонасининг чети (чегараси) деформация потенциалининг доимийлиги.

Релаксациянинг самаравий вақти ва ўта панжарадаги икки ўлчамли электронлар газ моделида бўйлама ва кўндаланг ҳаракатланувчанлик

$$\mu_{\perp} = e \frac{\langle \tau_{\perp} \rangle}{m_{\perp}}, \quad \mu_{II} = \frac{e \langle \tau_{II} \rangle}{\langle m_{II} \rangle} \quad (3.3.16)$$

ифодалар ёрдамида аниқланади; $\langle \tau_{\perp} \rangle, \langle \tau_{II} \rangle, \langle m_{II} \rangle$ - мос ҳолда кўндаланг ва бўйлама релаксация самаравий вақти, шунингдек бўйлама самаравий массанинг энергиявий функция орқали ўртачалаштирилган қийматларидир:

$$\langle \tau_{\perp} \rangle = \frac{P_c}{n} \int_0^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon}\right) \tau_{\perp}(\epsilon) \epsilon d\epsilon,$$

$$\langle \tau_{II} \rangle = \left[1 - \exp\left(-\frac{n}{N_c}\right)\right]^{-1} \int_0^{\infty} \left(-\frac{\partial f_0}{\partial \epsilon}\right) \tau_{II}(\epsilon) \epsilon d\epsilon, \quad (3.3.17)$$

$$\left\langle \frac{1}{m_{II}} \right\rangle = \frac{\Delta P_c}{4m_{II} n} \left[1 - \exp\left(-\frac{n}{N_c}\right)\right]; \quad (3.3.18)$$

$\rho_c = \frac{m_{\perp}}{\pi d \hbar^2}$ - пастки ўтказувчанлик минн зонасининг икки ўлчамли ҳолатлар зичлиги;

$N_c = k_0 T P_c$ - ҳолатларнинг самаравий зичлиги, $m_{II} = \frac{2\hbar^2}{\Delta^2 d^2}$ - минizona тубидаги кўндаланг самаравий масса.

Айнимаган (тусланмаган) электронли газ учун ($n \ll N_c$) энергия бўйича ўртачалаштирилган бўйлама самаравий массанинг ўртача қиймати учун $\frac{1}{\langle m_{II} \rangle} = \frac{\Delta}{k_0 T m_{II}}$

муносабат ўринлидир.

4- боб. ЯРИМ ҲТКАЗГИЧЛИ НАНОТУЗИЛМАЛАРДА ТОК ТАШУВЧИЛАРНИНГ ЭНЕРГЕТИК СПЕКТРЛАРИНИ ҲИСОБЛАШ УСУЛЛАРИ

Агар ярим Ҳтказгичли қатламларнинг қалинлиги электронлар Ҳки кавакларнинг де-Бройл тўлқин узунлигидан кичик бўлса, у ҳолда электрон ва каваклар квазинимпулсининг сиртларга тик бўлган ташкил этувчисини ўлчамли квантлашиб қолади. Бундай ўлчамли квантлашиш ток ташувчилар спектридаги ҳар бир зонанинг икки ўлчамли зоначаларга ажралишига олиб келади. Бундай ҳол кузатилаётган ярим Ҳтказгичли қатламни «ўлчамли квантлашган потенциал ўра» шаклида қараш мумкин ва уни оддийгина *квантлашган ўра* деб номлаймиз.

Келгусида дастлаб оддий Ҳтказувчанлик зонасининг электронлари (фақат спинга нисбатангина икки қаррали айниган ҳол) учун ўлчамли квантлашиш ходисасини қарайлик: уларнинг энергиявий спектри ва ўлчамли квантлашган зоначалардаги самаравий массалари, шунингдек тўлқин функцияларининг табиати билан қизиқамиз.

4. 1-§. Оддий зонали яқинлашиш

Квантлашган ўра ва ўта панжаралардаги ток ташувчиларнинг энергиявий спектрини ҳар хил (асосан икки хил) Ҳисоблаш усуллари мавжуд. Уларнинг бирида квантлашган ўралар Ҳки ўта панжарали оддий (ярим чексиз) кристалларда қўлланиладиган Ҳисоблаш усуллари, масалан, кучли Ҳки кучсиз боғланиш усули, псевдопотенциал, ортогоналлашган ясси тўлқин ва бошқа усулларда махсус кристалл тузилмаси (структура) сифатида қаралади. Бу Ҳисоблаш усуллари, аслида ингичка даврли ўта панжаралар Ҳки ингичка, квантлашган ўралар энергиявий спектрини Ҳисоблашда аслида, расман, зарурий Ҳисоблаш методи бўлиб, ўрта(тўсиқлар)даги атомли қатламлар сонининг ортиши билан Ҳисоблашнинг мураккаблик даражаси орта боради.

Иккинчи усул *эгилувчи функциялар методидир*. Бу Ҳисоблаш услубида ҳар бир ўра (Ҳки тўсиқ) даги электронларнинг самаравий массалари, Ҳйинки бошқа катталиклари ҳажмий кристаллдаги каби деб тасаввур этилади. Бу эса эгилувчи функциялар учун Ҳзилган тенгламаларни самаравий масса усулидаги оддий тенгламалар деб қараш имконини беради. Бу ҳолда танланган параметрларнинг қийматлари Ҳки тажриба натижаларидан олинади, Ҳхуд Ҳисобланади, масалан, ЭҲМ Ҳрдамида, ўра Ҳки тўсиқлар ўлчамларининг ортиши билан эгилувчи функциялар усулининг аниқлик даражаси ортиб боради. Ҳусусан чизикли ўлчамлари 8-10 панжара доимийликларидан катта бўлган ўралар ва тўсиқлар учун қўлланиладиган бу усул, амалда, жуда катта аниқлик билан натижа беради. Қуйида ушбу усулнинг нозик томонлари билан танишамиз.

Айнимаган зоналар. Агар ток ташувчиларнинг спектри изотроп, Ҳки, агар спектр анизотроп бўлса-ю, аммо бўлим сиртининг \vec{n} нормал вектори самаравий масса тензори бош ўқларининг бирортаси бўйлаб йўналган бўлса, у ҳолда

$$\sum_l \left[\frac{\hbar^2 k_l^2}{2m_u} + V(z) - E \right] F(\vec{z}) = 0 \quad (4.1.1)$$

тенгламанинг ечимини

$$F(\vec{u}) = e^{i\vec{u}\vec{r}} \chi(z), \quad (4.1.2)$$

$V(z)$ - квантлашган ўра (ёки ўта панжара), потенциалнинг тақсимоти, $z \parallel \vec{n}$, $\vec{r}_1 = \{x, y\} \perp \vec{n}$.

(II.1) потенциал электроннинг зона тубидаги, яъни $k_{\perp} = 0$ нуқтадаги, энергиясини аниқлайди. У аралашмалар, ҳаракатланувчан зарядлар ёки ташки майдоннинг, шунингдек кристалл таркиби ёки тузилишнинг ўзгариши ҳисобига юзага келадиган потенциалларни ўз ичига олади. a ўлчамли, тўғри бурчакли ўра учун ёзилган тўлқин функцияси ўранинг ўртасидан ўтувчи текисликдаги акслантиришга нисбатан маълум жуфтликка эга бўлади ва $|z| < a/2$ соҳада унинг кўринишини қуйидаги кўринишда қайд этиш мумкин:

$$\begin{aligned} \psi &= C_1 \cos kz & (\text{жуфт ҳолат}), \\ \psi &= C_1 \sin kz & (\text{ток ҳолат}), \end{aligned} \quad (4.1.3)$$

бу ерда $z=0$ ўранинг марказига мос келади,

$$k^2 = \frac{2m^A_{\perp}}{\hbar^2} (E - E_{\perp}^A), \quad (4.1.4)$$

$$E_{\perp} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y}.$$

Е энергия ўранинг туби ($V(z)=0$) дан ҳисобланади. a ўлчамли, чексиз чуқур ўра, яъни

$$V(z) = \begin{cases} 0 & \text{агар } -a/2 < -z < a/2, \\ \infty & \text{агар } |z| > a/2 \end{cases} \quad (4.1.5)$$

учун жуфт ҳолатлар учун

$$k = \frac{\pi}{a} (2n+1), \quad (4.1.6a)$$

ток ҳолатлар учун эса $k = \frac{\pi}{a} 2n$, C_1 коэффицент эса $\sqrt{2/a}$ га тенг.

Чекли баландликли (V_0) деворлар билан чегараланган ўрача учун, яъни

$$V(z) = V_0 \quad (|z| > a/2) \quad (4.1.6b)$$

$Z < -a/2$ соҳада: $\psi = C_2 \exp[\lambda(z + a/2)]$, $Z > a/2$ соҳада: $\psi = C_3 \exp[-\lambda(z - a/2)]$,

Бунда

$$\lambda^2 = \frac{2m^B}{\hbar^2} (V_0 - E - E_{\perp}^B), E_{\perp}^B = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x^B} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y^B} \quad (4.1.7)$$

(24) чегаравий шартларда

$$\begin{aligned} \psi_A^{\text{в}} \psi_A &= m_B^{\text{в}} \psi_B \\ m^{-(1+\kappa)} \frac{d\psi_A}{dz} &= m^{-(1+\kappa)} \frac{d\psi_B}{dz} \end{aligned} \quad (4.1.8)$$

бу ерда $m_A = m_m^A, m_B = m_m^B$. Энергиявий сатҳларнинг ҳолатларини аниқлаш имконини бевучи трансцендент тенглама

$$\begin{aligned} iq \frac{kd}{2} &= \frac{\lambda}{k} \left(\frac{m_A}{m_B} \right)^{1+2\kappa} & \text{-жуфт ҳолатлар учун;} \\ ctq \frac{kd}{2} &= \frac{\lambda}{k} \left(\frac{m_A}{m_B} \right)^{1+2\kappa} & \text{-ток ҳолатлар учун,} \end{aligned} \quad (4.1.9)$$

$d = a + b$ - ўта панжаранинг (ёки квантлашган ўранинг) даври, b - тўсикнинг кенглиги.

Маълумки, тўғри бурчакли ўра ва тўсиклар тизимидаги электронларнинг энергиявий спектри Крониг - Пенни модели ёрдамида аниқлаш фанга дастлабки ҳисоблаш усули сифатида кириб келди. Бундай даврий тузилмадаги қўшни ўралардаги ҳолат тўлқини функцияси $\vartheta(z)$

$$\begin{aligned} g(z) &= C_1 \cos kz + C_2 \sin kz, & 0 < z < a \\ g(z) &= C_3 \cos k(z-d) + C_4 \sin k(z-d), & d < z < d+a \end{aligned} \quad (4.1.10)$$

кўринишга эга бўлади; қаралаётган ўралар ўртасидаги тўсикда эса-

$$g(z) = C_5 \operatorname{ch} \lambda(z-a) + C_6 \operatorname{sh} \lambda(z-a) \quad d < z < d+b. \quad (4.1.11)$$

Бу ерда k ва λ коэффициентлар (4.1.4) ва (4.1.7) тенгламалар билан аниқланади. (4.1.10) тўлқин функциялари (4.1.8) кўринишдаги чегаравий шартлардан ташқари Блох теоремасидан келиб чиқадиган $g(z+d) = g(z)e^{iqd}$ - даврийлик шартини ҳам қаноатлантиради; бундан $C_3 = C_1 \exp(iqd)$ ва $C_4 = C_2 \exp(iqd)$ муносабатларга эга бўламиз. Натижада C_1, C_2, C_3, C_4 номаълум коэффициентлар иштирокидаги тўртта тенгламаларнинг тизимини ҳосил қиламиз. Бу тенгламалар тизимининг аниқланувчиси (дeterminанти)ни нолга тенглаштириб $\cos qd = F(E, k_x, k_y)$ муносабатга эга бўламиз; бунда

$$F = \cos ka \cdot \operatorname{ch} \lambda s + \frac{1}{2}(R - R^{-1}) \sin kash \lambda s, R = \frac{\lambda}{k} \left(\frac{m_A}{m_B} \right)^{1+2\kappa} \quad (4.1.12)$$

Ушбу ҳолдан Кронинг-Пенни моделига $\lambda \rightarrow kR$ алмаштириш билан ўтиш мумкин.

Энергиянинг (4.1.11) тенгликни қаноатлантирувчи руҳсат этилган қийматлар (q -ҳақиқий қийматларига мос келувчи) соҳаси *минизоналар* деб юритилади; энергиянинг таъқиқланган (4.1.11) тенгликни қаноатлантирмовчи қийматлар соҳаси қнинг мавжуд қийматлар соҳасига мос келади. Жуфт мини зона тубининг ҳолати $k_x k_y = 0$ да $F(E_n^0) = 1$ шарт билан, чўққиларининг ҳолати эса $q = \pm \pi/d$ $F(E_n^0) = -1$ шарт билан топилади. Бунда минизоналарининг туби $q = \pm \pi/d$, чўққиси эса $q=0$ нуқтада мос келади. Бунда минизонанинг импульслар фазосидаги эгрилик даражасини ифодаловчи қатталиқ-ток ташувчиларнинг самаравий массалари.

$$\begin{aligned} m_x &= -\frac{\hbar^2}{d^2} \left[\frac{\partial F(E)}{\partial E_0} \right], \\ m_y &= -\frac{\hbar^2}{2} \frac{\partial F / \partial E_0}{\partial^2 F / \partial k_i^2} \end{aligned} \quad (i = x, y) \quad (4.1.13)$$

Бу ерда ҳосилалар $k_x = k_y = 0$ ва $E = E_0$ шартлар эътиборга олинади.

(4.1.12) умумий кўриниш ихтиёрий даврий тузилма (панжараларга) учун ўринли эканини исботлаш қийин эмас. $|z| > d/2$ соҳани эгалланган яқка тўсик $V(z)(V_{|z|<d/2} = 0)$ нинг тиниклиги $t = |e^{i\delta}$ ифода билан аниқланса, у ҳолда бундай тўсиклардан ташқил этилган тузилма учун (4.1.11) ифодадаги F :

$$F = \frac{1}{|t|} [\cos kd \cdot \cos \delta + \sin kd \sin \delta] \quad (4.1.14)$$

Бу ҳолда яққаланган тўсикнинг тиниклик коэффициенти $r = \mp i(1 - |t|^2)^{1/2} e^{i\delta}$ бўлиб,

Кронинг-Пенни модели буйича $t = e^{-\alpha s} \left[\operatorname{ch} \lambda s + \frac{i}{2}(R - R^{-1}) \operatorname{sh} \lambda s \right]^{-1}$. Энди кўп энергиявий

воҳали ярим ўтказгичлар учун юқорида қайд этилган ҳолни кўрайлик. Агар ток ташувчиларнинг энергиявий спектри экстремумлари яқини соҳасида анизотроп (физикавий табиати қаралаётган йўналишга боғлиқ бўлган) экстремумлари сиртнинг нормалига нисбатан нозқвивалент жойлашган бўлса, у ҳолда квантлашган ўра (ўта панжаралар)даги ҳар хил энергиявий воқалар учун сатхларнинг ҳолатлари ҳам ҳар хил бўлади: воҳанинг нормал йўналишда энг кичик қийматли m_x самаравий массали сатхлар энг пастқиси ҳисобланади. Масалан, кремний ярим ўтказгичида изоэнергиявий сатхнинг

бош ўқи (001) йўналишида ёки $\Delta(0,0,k_0)$ ва $(0,0,-k_0)$ нукталар йўналишида; германий панжарасида эса $-(111)$ йўналишида жойлашган бўлади. k_0 тўлкин векторининг экстремумни аниқловчи қўндаланг ташкил этувчилари квантлашган ўра (ёки ўта панжара)ларда ўз қийматларини саклаб қолади. Масалан, $\vec{n} \parallel z$ ўта панжарада t_2 давр a_0 дан d гача ўзгаради, Бриллюэн минizonасининг улчамлари эса, мос холда бу йўналишида $\pm \pi/a_0$ дан $\pm \pi/d$ гача ўзгаради. Бунда k_{α} нукта минizonинг k'_{α} нуктасига ўтади $k'_{\alpha} = k_{\alpha} - \nu 2\pi/d, \nu = k_{\alpha} / (\pi/d)$ нисбатнинг энг катта қиймати. Агар k_{α} нукта Бриллюэн зонасининг чегарасида ётса, яъни $k_{\alpha} = \pi/a_0$, у холда $d/a = 2n$ бўлса $k'_{\alpha} = 0$, $d/a = (2n+1)$ бўлса $k'_{\alpha} = 1/d$ қийматлар қабул қилади. Бу эса агар ўта панжара жуфт сонли элементар (оддий) катаклардан ташкил топса, k_{α} нукта минizonанинг марказига, агар – тоқ сонли элементар катаклардан ташкил топса k_{α} нукта минizonанинг чегарасида ётади.

Агар ток ташувчиларнинг спектри анизотроп ва сиртга нормал ва қаралаётган экстремум учун самаравий масса тензорларининг бош ўқларига нисбатан ихтиёрий холда йўналган бўлса, у холда z ўқи нормал (\vec{n}) бўйлаб йўналган x, y, z координаталар тизимида.

$$H = \sum_{i,j} \frac{\hbar^2}{2m_{ij}} + V(z) \quad (4.1.15)$$

булиб, m_{ij}^{-1} тензор ноқаддианал ташкил этувчиларига ҳам эга бўлади.

Бундай хол учун қурилган Шредингер тенгламасининг ечимини (2.1.12) кўринишида ёзиш мумкин, бироқ бунда

$$\vartheta(z) = \exp\left[-i\left(\frac{m_x}{m_x} k_x + \frac{m_y}{m_y} k_y\right)z\right] (C_1 e^{ik_z} + C_2 e^{-ik_z}), \quad (4.1.16)$$

энергия эса

$$E = \frac{\hbar^2 k^2}{2m_x} + E_{\perp}, \quad E_{\perp} = \frac{\hbar^2 k_x^2}{2m_x} + \frac{\hbar^2 k_y^2}{2m_y} + \hbar^2 (m_y^{-1} + 2m_x m_x^{-1} m_y) k_x k_y \quad (4.1.17)$$

кўринишида бўлади.

(4.1.15) ифодага асосан тезлик $\hat{V}_z \vartheta = \frac{i}{\hbar} [zH] \vartheta = \frac{\hbar k}{m_x} (C_1 e^{ik_z} - C_2 e^{-ik_z})$. Агар $\vartheta(z)$ ва $\hat{V}_z \vartheta(z)$

катталиклар саклангандагина чегарада ток ташувчилар окимининг сакланиш шартли бажарилади. Бу эса $\alpha=0$ ва $m_A = m_A^A, m_B = m_B^B$ муносабатли (4.1.8) чегаравий шартга энергетик спектр ифодасидаги ($t_{11}^A = t_{22}^B = 1$ ҳолга) мос келади. Шунингдек m_{xz} ва m_{yz} самаравий массалар чекли чуқурликли ўра ва тўсиклардаги (ёки $\alpha=0$ бўлган ўта панжаралардаги) ток ташувчилар учун бир хил бўлса, (4.1.1) ёки (4.1.11), (4.1.12) (4.1.17) лардаги E_{\perp} ифодасидаги қўшимча ҳадлар ҳисобга олинган холда) секуляр тенглама сакланиб қолади. Агар тўлкин векторининг биттагина $k_{\perp 0}$ қийматига мос келувчи икки экстремумлардаги энергиялар қийматан яқин бўлса, у холда квантли ўра (ёки ўта панжара)да бу воҳалар ҳолатларининг аралашуви содир бўлади. Шунга ўхшаш аралашуви ўра ва тўсиклардаги экстремумларнинг пасткилари ҳар хил \vec{k}_0 нукталарга мос келган холларда ҳам содир бўлиши мумкин. Шунга ўхшаш хол, масалан $GaAs - Al_x Ga_{1-x} As$ ўта панжараларда ($x > 0,3$) содир бўлиши мумкин, $AlGaAs$ да пастки экстремум X нукталардан биттасида, $GaAs$ да эса Γ нуктада жойлашган. Бунда X_1 ва X_3 экстремумларнинг ажралиб энергиявий кенгайиши старлича катта эмас ва бу экстремумларга мос келувчи эгувчи ξ_n ва ξ_r функцияларнинг аралашиб кетиши энергия минимал бўлган нукта - X нуктанинг (маълум масофага) силжишига олиб келади. X нукта атрофидаги спектр қуйидаги тенгламалар ёрдамида топилади:

$$\begin{aligned} \left(E_v - \frac{\hbar^2}{2m_x^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) - E \right) \xi_v - i \frac{\hbar}{m_0} P \frac{d}{dz} \xi_v = 0, \\ -i \frac{\hbar}{m_0} P \frac{d\xi_v}{dz} + (E_v - \frac{\hbar^2}{2m_x^*} \frac{d^2}{dz^2} + V(z) - E) \xi_v = 0, \end{aligned} \quad (4.1.18)$$

бу ерда $P = \langle u | \hat{p}_z | v \rangle$, u ва v - мос холда X_1 ва X_3 нукталардаги блох функцияларидир.

Ҳажмий кристалларда $id\xi_{v,v} / dz = k\xi_{v,v}$ ва

$$E = \frac{E_v + E_v}{2} \pm \left[\frac{(E_v - E_v)^2}{4} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m^2} P^2 \right]^{1/2} + \frac{\hbar^2 k^2}{2m_x^*}, \quad (4.1.19)$$

X_1 ва X_2 зоналардаги функциялар ва уларнинг биринчи тартибли ҳосилалари (A ва B қатламлар чегарасида) қуйидаги муносабатлар ёрдамида боғланган

$$\xi_j^A = \sum_i t_{ij}^A \xi_j^A + t_{i2}^A \nabla \xi_j^A, \quad \nabla \xi_j^A = \sum_i t_{21}^A \xi_j^A + t_{22}^A \nabla \xi_j^A \quad (4.1.20)$$

($i, j = X_1, X_2$). Қаралаётган масаланинг қўламини кенгайтириш мақсадида қуйида дастлаб спинли кенгайтиш, сўнгра энергиявий спектрнинг нопараболиклигини ҳисобга олишни қараб чиқамиз.

Ҳажмий кристаллда, масалан T_d симметрияли кристалларнинг Γ нуктаси атрофида, ўтказувчанлик (шунингдек валент) зонасининг спинли кенгайтиши ток ташувчилар $H(\vec{k})$ самаравий гамилтонианида \vec{k}^3 га мутаносиб ҳаднинг эътиборга олинishi билан боғланган; квантли ўра (ёки ўта панжаралар)да эса $-$ га мутаносиб. Самаравий масса усулида $\langle 001 \rangle$ тизимли квантли ўра учун спинли кенгайтиш «ҳади» $H_k = -\beta(\delta_x \hat{k}_x - \delta_y \hat{k}_y)$,

бунда $\beta = \gamma_c \langle k_x^2, k_y^2 \rangle = \langle \mathcal{G}(z) | \hat{k}_z^2 | \mathcal{G}(z) \rangle$. $\langle 111 \rangle$ тизимли квантли ўра учун эса

$$H_k = \beta \left[\vec{\sigma} \cdot \vec{k} \right] \bar{n} \quad (4.1.21)$$

$\beta = \frac{2}{\sqrt{3}} \gamma_c \langle k_x^2 \rangle$, \bar{n} - бўлим сирти деворига тик бўлган бирлик вектори. Умумий

симметриявий мулоҳазалардан $\langle 001 \rangle$ тузилмаларда $V(z)$ потенциал инверсия марказига эга бўлмаса, у холда самаравий гамилтониан $[\vec{\sigma} \cdot \vec{k}] \bar{n}$ каби ҳадга ҳам эга бўлиши мумкин. Кейн моделида бундай ҳад асимметрик, масалан, ўранинг ўнг ва чап томонидаги қатламларнинг таъкиқланган зона ва спин-орбитал кенгайтиган зоналар кенгликлари ҳар хил бўлган, потенциал ўрали тузилмаларда юзага келиши мумкин. Бирок, ҳисоблашлар кўрсатадики, бундай улушлар (4.1.20) ёки (4.1.21) каби улушларга нисбатан ($GAs - AlGAs$) тузилмали ўралар учун, ҳеч бўлмаса, бир неча ўн марта кичик бўлади. Ўтказувчанлик ёки бошқа зоналар сатҳларининг аралашувиға олиб келувчи кескин чегараларда самаравий масса яқинлашининг аниқлик даражаси сезиларли пасаяди. $\langle 111 \rangle$ тузилмаларда юқорида қайд этилган холдек симметрик $V(z)$ потенциалли ўраларда ҳам β коэффицентга ўз улушини беради, чунки C_{3v} симметриявий гуруҳда зни $-z$ га алмаштирувчи элемент йўқдир. Бундай улуш ҳосил бўлишининг физикавий сабаби $\langle 111 \rangle$ тузилмаларида ўра-тўсик тизимидаги қарама-қарши чегаралари физикавий табиатининг ҳар хиллиги бўлади.

Юқорида қайд этилган ифодаларни келтириб чиқаришда ўра ва тўсиклардаги зонанинг четидан ҳисобланган энергияси мос келган таъкиқланган зона кенглигидан кичик деб қабул қилинган.

Агар бундай шарт бажарилмаса, у холда энергиявий спектрнинг нопараболиявийлигини ҳисобга олиш керак бўлади. Бу хол Кейн моделида содда счилади. Ўтказувчанлик зонасидаги электронлар учун тўлқин функцияларини (4.1.3), (4.1.6а,б) ёки (4.1.10)

кўринишда танланиши мумкин; бунда $C_i \hat{\alpha}$ ва $C_i \hat{\beta}$ ташкил этувчи спинорлардир. Чексиз чуқурликли ўра учун k аввалгидек (4.1.15) тенглама ёрдамида аниқланади, бироқ k ва E ўртасида

$$P^2(k^2 + k_1^2) = E(E + E + E_q)(E + E_q + \Delta)(E + E_q + \frac{2}{3}\Delta)^{-1} \quad (4.1.22)$$

кўринишдаги боғланиш мавжуд бўлади. Бу ерда ҳам, худди юкоридегидек, E ўра ўтказувчанлик зонасининг тубидан бошлаб ҳисобланади. Расман (4.1.22) тенглама (огир кавакларнинг массаси чексиз ҳисобланганда) ҳам енгил кавакларнинг, ҳам Γ_7^+ ёки Γ_6 валент зонасининг спинли ажралган сатхларнинг спектрини беради. Бундай ҳолда

$$E - E_q > E > -(E_q + \frac{2}{3}\Delta)$$

энергиявий ораликда олинishi керак. Бироқ огир кавакларнинг самаравий массаси чекли олинганда енгил ва огир каваклар ҳолатларининг аралашувини эътиборга олмаслик мумкин эмас.

Чекли чуқурликли ўралар (ёки тўғри бурчакли ўта панжаралар) учун спектрнинг нопараболиклигини ҳисобга олишда чегарадаги ҳар хил спинли ҳолатларнинг аралашувини ҳам эътиборга олиш даркор. Ўранинг икки тарафдаги тўсиқлар бир хил энергиявий баландликка эга бўлса, у ҳолда сатхларнинг ҳолати ушбу тенглама ёрдамида аниқланади

$$2A_1 A_2 k \lambda \cos ka + (A_2 \lambda^2 - A_1 k^2) \sin ka - (B_1 - B_2) k_1^2 \sin kd = 0 \quad (4.1.23)$$

Бу ерда

$$A_i = P_i^2 [2(E + E_{q_i} - V_i)^{-1} + (E + E_{q_i} + \Delta_i - V_i)^{-1}] \quad (4.1.24)$$

$$B_i = P_i^2 \Delta_i (E + E_{q_i} - V_i)^{-1} (E + E_{q_i} + \Delta_i - V_i)^{-1}$$

$i=1$ -урага, $i=2$ - тўсиқ учун таалуқлидир ($V_i=0$ ўра учун), k ва E лар (4.1.22) ифода орқали боғланган, λ ва E лар - эса (4.1.22) ифода k^2 ни $-\lambda^2$ билан, E ни $E - V_2$ билан алмаштириб ҳосил қилинган ифода билан боғланган, V_2 тўсиқнинг баландлиги.

Бу ерда шуни таъкидлаш жонзқи, ўта панжаранинг энергиявий спектрда нопараболик муносабатни ҳисобга олиш ҳисоблашда аналитик ечимга олиб келмайди; шу сабабли бу каби масалаларни ечишда электрон-ҳисоблаш машиналари (ЭХМ)га мурожаат этишни тақозо этади.

4.2-§. Мураккаб зонали яқинлашиш

Ушбу бандда кискартирилган (лекин кўпгина оптик, ташиш ходисаларни тушунтиришда старлича аниқлик билан қўл келувчи) ҳолда мураккаб зонали ярим ўтказгичлардан ҳосил қилинган квантлашган ўрадаги кавакларнинг энергиявий спектри ва тўлқин функциялар ҳақидаги асосий тушунчалари бобда мулоҳаза юритамиз.

Агар $A_3 B_3$ (ёки Ge, Si) ярим ўтказгичлар Γ_8 (Γ_8^+) зонасидаги кавакларнинг валент зонасидан ўтказувчанлик ва спин-ажралган зонасигача бўлган энергиядан кичик бўлган энергиялар билан чегаралансак, у ҳолда кавакларнинг спектрини аниқлаш имконини бсрувчи $\|H(\vec{k}) - E\| = 0$ секуляр тенглама аналитик ечилиши мумкин. <001> тузилмали

чексиз чуқурликли, тўғри бурчакли ўлчамли; квантлашган ўралар учун бундай тенглама дастлаб Недорезов, сўнг Матулис ва Пирагас, Дяконов ва Хаецкий, Меркулов, Перел ва Портной, Sondjakkjmar, Andziani ва б., Broide ва Chatлар томонидан олинган.

Огир ва енгил кавакларнинг ўлчамли квантлашиши.

Айниган зоналар учун галаёнлар назариясининг $\vec{k}\vec{p}$ -методи. Дастлаб галаёнлар назариясининг $\vec{k}\vec{p}$ -методи билан танишайлик. Одатда оддий зонали яқинлашишни айнимаган зоналаи, мураккаб зонали яқинлашишни айниган зонали яқинлашиш деб

хам юритилади. Айнимаган 2^l тартиб рақамли зонадаги электронлар учун \bar{k}_0 экстремум нуктаси атрофида қайд қилинган $H^{(l)}(\bar{K})$ эффе́ктив на́милтони́анни \bar{K} тўлқин векторига нисбатан қаторга ёйиб ҳамда унга нисбатан иккинчи тартибли ҳадлар билан чегаралансак, у ҳолда

$$H^{(l)}(\bar{K}) = E(\bar{K}) = E_{i\bar{k}_0} + \frac{\hbar^2 K^2}{2m_0} + \frac{\hbar}{m_0} \bar{K} \bar{p}_u + \left(\frac{\hbar}{m_0} \right) \sum_{n_1=l_1, j_1} \frac{(\bar{K} \bar{p}_{ln_1})(\bar{K} \bar{p}_{n_1 l})}{E_{i\bar{k}_0} - E_{i_1 \bar{k}_0}} \quad (4.2.1)$$

ифодага эга бўламиз. Бу ерда $\bar{K} = \bar{k} - \bar{k}_0$, \bar{k} электроннинг тўлқин вектори, n_1 -индекс зонанинг индекси $l_1 \neq l$ ва l_1 тартиб рақамли зонанинг айниганлик даражаси j_1 ни ўз ичига олади, $\bar{p}_{n_1 l}$ - зоналараро матрицавий элемент: $\langle n_1, \bar{k}_0 | \hat{p} | l, \bar{k}_0 \rangle$, m_0 -эркин электроннинг массаси. (4.2.1) муносабат ёрдамида, жумладан, тескари эффе́ктив масса тензори учун ифодани ҳам олиш мумкин ва у

$$\frac{1}{m_{\alpha\beta}} = \delta_{\alpha\beta} \frac{1}{m_0} + \frac{1}{m_0^2} \sum_n \frac{p_{n\alpha}^{\alpha} p_{n\beta}^{\beta} + p_{n\alpha}^{\beta} p_{n\beta}^{\alpha}}{E_{i\bar{k}_0} - E_{i_1 \bar{k}_0}} \quad (4.2.2)$$

Агар \bar{k}_0 нуктада N қаррали айниш мавжуд бўлса, у ҳолда $H_{ij}^{(l)}$ матрица $N \times N$ ($j, j' = 1, \dots, N$) ўлчамли матрица кўринишини олади ва унинг ташкил этувчилари айниган спектрли ҳол учун қайд қилинган ғалаёнлар назарияси ёрдамида ҳисобланади

$$H_{ij}^{(l)}(\bar{K}) = \left(E_{i\bar{k}_0} + \frac{\hbar^2 K^2}{2m_0} \right) \delta_{ij} + \frac{\hbar}{m_0} \bar{K} \bar{p}_{ij} + \left(\frac{\hbar}{m_0} \right)^2 \sum_{n_1=l_1, j_1} \frac{(\bar{K} \bar{p}_{ij, n_1})(\bar{K} \bar{p}_{n_1, ij})}{E_{i\bar{k}_0} - E_{i_1 \bar{k}_0}} \quad (4.2.3)$$

Электронларнинг тўлқин функцияси $C_j(\bar{r})$ эгувчи функциянинг \bar{k}_0 нуктадаги блох функцияси кўпайтмасининг чизикли комбинациясидан иборат бўлади:

$$\psi(\bar{r}) = \sum_{j=1}^N C_j(\bar{r}) |l, j, \bar{k}_0\rangle. \quad (4.2.4)$$

$C_j(\bar{r})$ эгувчи функциянинг ташкил этувчиларини N компонентали устун матрица кўринишида қайд қилиш келгуси ҳисоблашларни соддалаштиради. Олдиндан берилган тўлқин векторли электрон учун

$$\hat{C}(\bar{r}) = \exp(i\bar{k}\bar{r}) \hat{C}_R, \quad (4.2.25)$$

$$\hat{C}_R = \begin{pmatrix} C_{R,1} \\ C_{R,2} \\ \dots \\ C_{R,N} \end{pmatrix}$$

Валент зонасининг спин-орбитал тизгяялашиши. Энди массалани ойдинлаштириш мақсадида бевосита руҳли темиртошга ўхшаш кристалл панжарали ярим ўтказгичларнинг зонавий тузилишини текширишга ўтайлик. Шунини ҳам қайд қилиш ўринлики, олинган натижалар олмоссимон панжарали ва айрим вюрцит структурали ярим ўтказгичлар учун ҳам ўринли бўлаверади. Спинли ва норелятивистик

яқинлашишдаги спин-орбитал ўзаро таъсир эътиборга олинмаган ҳолда $GaAs$ тур ярим ўтказгичлар ўтказувчанлик зонасининг бўсағаси ва валент зонасининг шипида жойлашган Γ ҳолатлар учун s ва p симметрияли ҳолатлар мос келади. Уларга мос келувчи орбитал ёйинки координатали функциялар $S(\vec{r}) \equiv S(T_d \text{ нуктавий гуруҳининг } \Gamma_1 \text{ тасавури})$ ва $X, Y, Z(T_d \text{ нуктавий гуруҳининг } \Gamma_{15} \text{ тасавури})$ кўринишда қайд қилинади. Бу функцияларнинг даври рухли темиртош кристаллининг доимийсига тенгдир. Масалан, $X(\vec{r} + \vec{a}_i) = X(\vec{r})$, $Y(\vec{r} + \vec{a}_i) = Y(\vec{r})$, $Z(\vec{r} + \vec{a}_i) = Z(\vec{r})$ $\vec{a}_i (i=1,2,3)$ Браве панжарасининг асос векторлари. Спин эътиборга олинса, табиийки, ҳолат функциялар сони иккига ортади: ўтказувчанлик зонасида $S \uparrow, S \downarrow$; валент зонасида эса $X \uparrow, Y \uparrow, Z \uparrow; X \downarrow, Y \downarrow, Z \downarrow$.

Агар спин-орбитал ўзаро таъсир эътиборга олинса, у ҳолда валент зонасидаги 6 нафар Γ ҳолатлар Бриллюэн зонасининг марказида (Γ нуктада) тўрт қаррали ва икки қаррали айниган иккита алоҳида алоҳида ҳолатларга ажралади. Уларнинг тўлқин функциялари, мос ҳолда, келтирилмайдиган спинли Γ_8 ва Γ_7 тасавурулар билан шакл алмаштирилади. Келгусида бундай тўлқин функцияларни, оддийгина, Γ_8 ва Γ_7 базислар деб юритилади ва улар куйидаги кўринишда тасвирланади

$$|\Gamma_8, +3/2\rangle = -\uparrow \frac{X+iY}{\sqrt{2}},$$

$$|\Gamma_8, +1/2\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \uparrow Z - \downarrow \frac{X+iY}{\sqrt{6}}, \quad (4.2.6)$$

$$|\Gamma_8, -1/2\rangle = \sqrt{\frac{2}{3}} \downarrow Z - \uparrow \frac{X+iY}{\sqrt{6}},$$

$$|\Gamma_8, -3/2\rangle = \downarrow \frac{X+iY}{\sqrt{2}},$$

$$|\Gamma_7, +1/2\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} [\uparrow Z + \downarrow (X+iY)] \quad (4.2.7)$$

$$|\Gamma_7, -1/2\rangle = \frac{1}{\sqrt{3}} [-\downarrow Z + \uparrow (X-iY)]$$

Γ_8 ва Γ_7 ҳолатларни бир-бирдан осон фарқлаш мақсадида базислар ифодасига қавақлар эффектив бурчақли моментининг z ўқиға проекциялари қийматлари ҳам кўрсатилади.

Юқорида бажарилган таҳлилларни атомлардаги p ҳолатларга нисбатан солиштирсак, у ҳолда Γ_8 ҳолатларга $J = 3/2$ қийматли тўла бурчақли моментнинг $\pm 3/2, \pm 1/2$ қийматли проекциялари мос келса, Γ_7 ҳолатларга эса $\pm 1/2$ қийматли проекциялари мос келади.

Латтинжер-Кон гамилтониани. Γ_8 зонадаги қавақлар учун (4.2.6) базисга нисбатан олинган (4.2.24) эффектив гамилтонианининг кўриниши куйидагича бўлади

$$\mathfrak{R}(r_s) = \begin{bmatrix} F & H & I & 0 \\ H^* & G & 0 & I \\ I^* & 0 & G & -H \\ 0 & I^* & -H^* & F \end{bmatrix} \quad (4.2.8)$$

$$F = -\left[(A-B)k_z^2 + \left(A + \frac{B}{2} \right) k_{\perp}^2 \right],$$

$$G = -\left[(A+B)k_z^2 + \left(A - \frac{B}{2} \right) k_{\perp}^2 \right], \quad (4.2.9)$$

$$I = \frac{\sqrt{3}}{2} \left[B(k_x^2 - k_y^2) - 2i \frac{D}{\sqrt{3}} k_x k_y \right],$$

$$H = Dk_z (k_x - ik_y)$$

ва учта A, B, D катталликлар ёрдамида тавсифланади. Аксарият ярим ўтказгичларда бу катталликлар электронлар учун манфий кийматли бўлиб, каваклар учун эса мусбат кийматлидир. (4.2.8) кўринишдаги матрица Латтинжер-Кон гамилтониани деб номланади. (4.2.8) гамилтонианида кавакларнинг тўлқин векторига нисбатан чизикли ҳадлар эътиборга олинмаган: симметрия марказига эга бўлган оломоссимон ярим ўтказгичларда бундай ҳадлар бўлмайди, чунки кристаллнинг симметрияси бунга рухсат бермайди. Рухли темиртош каби ярим ўтказгичларда эса бунинг акси: агар бундай ярим ўтказгичларда Γ_{15} валент зонаси билан ундан узоқда жойлашган зоналар билан спин-орбитал аралашув ҳисобига гамилтонианда бундай ҳадлар бўлиши мумкин. Бирок, одатда, бундай ҳадларнинг эффектив гамилтонианга берадиган улуши жуда кичикдир.

Шундай қилиб, кавакларнинг энергиявий спектрини аниқлаш имконини берувчи дисперсиявий муносабат

$$\text{Det} \left\| \hat{H} - E\delta_{ij} \right\| = \left[(E-F)(E-G) - |H|^2 - |I|^2 \right]^2 = 0$$

аниқловчини ечиш билан топилади ва у икки ечимдан иборат бўлади

$$E_{hh, \bar{h}} = \frac{F+G}{2} \pm \sqrt{\left(\frac{F-G}{2} \right)^2 + |D|^2 + |I|^2} = \quad (4.2.10)$$

$$= Ak^2 \pm \sqrt{B^2 k^4 + (D^2 - 3B^2)(k_x^2 k_y^2 + k_y^2 k_z^2 + k_z^2 k_x^2)}$$

Бу ифодадаги плюс ва минус ишоралар, мос ҳолда, оғир ва енгил кавакларнинг энергиявий спектр(тармоқ)ларга тўғри келади. Агар кавакларнинг эффектив гамилтонианида тўлқин векторларга нисбатан чизикли ҳадлар эътиборга олинмаса, у ҳолда бу тармоқларнинг ҳар бири икки қаррали айнитандир.

Масаланинг тўлалигини таъминлаш мақсадида

$$\hat{C}_{ij} = \frac{1}{\sqrt{(E_j - F)(E_j - E_j)}} \begin{bmatrix} H \\ E_j - F \\ 0 \\ I^* \end{bmatrix}, \quad (4.2.11)$$

$$\hat{C}_{H2} = \frac{1}{\sqrt{(E_j - F)(E_j - E_j)}} \begin{bmatrix} -I \\ 0 \\ -(E_j - F) \\ H^* \end{bmatrix}$$

Бу муносабатларда $\bar{j} = lh$ агар $j = hh$, $\bar{j} = hh$ агар $j = lh$.

$k_x = k_y = 0$ хол учун [001] йуналишда ўстирилган $GaAs/Al_xGa_{1-x}As$, тур гетероструктураларда огир каваклар (*heavy-hole* ёки hh) ва сингил каваклар (*light-hole* ёки lh) энергиялари бир-бирига боғлиқ бўлмаган холда квантлашади ва иккита: lhv ва hhv тартибли серияларни ҳосил қилишади ва улар, мос холда, бурчак моменти проекцияларининг $J_x = \pm 3/2$ ва $J_z = \pm 1/2$ қийматларига мос келади.

Оқорида кайд этилгандек, (1.2.7) ёки (1.2.11) ифода билан берилган гамилтонли Шредингер тенгламаси ёрдамида (1.2.12) ифода билан берилган энергиявий спектрнинг иккита тармоғини беради; бу тармоқлар (сферик яқинлашишда) самаравий массаси $m_1 = m_0 / (\gamma_1 + 2\bar{\gamma})$, бўлган - огир каваклар ва самаравий массаси $m_2 = m_0 / (\gamma_1 - 2\bar{\gamma})$ муносабат билан аниқланувчи сингил кавакларнинг эркин ҳаракатлиниш соҳаларига мос келади ($\bar{\gamma} = \frac{1}{5}(2\gamma_2 + 3\gamma_3)$).

$\langle 001 \rangle$ тузилмали квантлашган ўра учун (1.2.7) ёки (1.2.11) гамилтониани Шредингер тенгламасининг умумий ечимини (эгиловчи $F_i(z)$ функцияни) қуйидаги кўринишда топиш мумкин:

$$F = \sum_{m=1,2} [C_1^{(m)} F_1(k_m) e^{ik_m z} + C_2^{(m)} F_1(-k_m) e^{-ik_m z} + C_3^{(m)} F_2(k_m) e^{ik_m z} + C_4^{(m)} F_2(-k_m) e^{-ik_m z}] \quad (4.2.12)$$

Бу ерда F_1 ва F_2 лар (1.2.10) ифодалар билан аниқланади, бироқ F, H ва J катталиклар (1.2.8) ифодалар билан берилган бўлиб, $\langle 001 \rangle$ квантлашган ўра учун $H(-k_z) = -H(k_z) = H^*(k_z)$ I эса k_z га боғлиқ бўлмаган катталиклар, $k_m = k_m$ ($m = 1, 2$), k_m - секуляр тенгламанинг ечимидир. Чексиз чуқур ўранинг тўсик деворлари ($z = \pm a/2$) да (4.2.1) ифоданинг ҳар бир алоҳида-алоҳида олинган ҳади нолга тенг бўлади; бундан саккизта $C_m^{(n)}$ номаълум коэффицентлар учун саккизта бир жинсли саккизта тенгламалар тизимини ҳосил қиламиз. Бундай тенгламалар тизимининг аниқланувчисини нолга тенглаштириб

$$\sin k_1 a \cdot \sin k_2 a (|R_1|^2 + \tilde{\beta}^2 |R_2|^2 - 2\tilde{\beta} |I|^2) = (1 - \cos k_1 a) 2\tilde{\beta} |H_1| |H_2|, \quad (4.2.13)$$

секуляр тенгламани ҳосил қиламиз ($R = |I| + i|H|$, $\lambda_m = \lambda(k_m)$), $\tilde{\beta} = (E - F_1)/(E - F_2)$.

Масаланинг тўлалигини таъминлаш мақсадида Broide, Cham таклиф этган ҳисоблаш усулини қисқача келтириб ўтиш фойдалидир. Улар (1.2.7) матрицани қисман диагоналлаштирувчи

$$T = \begin{bmatrix} \varepsilon^* & 0 & 0 & -\varepsilon \\ 0 & \xi^* & -\xi & 0 \\ 0 & \xi^* & \xi & 0 \\ \varepsilon^* & 0 & 0 & \varepsilon \end{bmatrix} \quad (4.2.14)$$

матрицадан фойдаланиб, H гамилтониани ($+3/2, +1/2, -1/2, -3/2$) тартибида

$$\bar{H} = THT^{-1} = \begin{bmatrix} F & R & 0 & 0 \\ R^* & G & 0 & 0 \\ 0 & 0 & G & R \\ 0 & 0 & R^* & F \end{bmatrix} \quad (4.2.15)$$

кўринишга келтириб, хусусий функцияларни содда

$$\bar{F}_1 = \begin{bmatrix} R \\ E - F \\ 0 \\ 0 \end{bmatrix}, \quad \bar{F}_2 = \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ E - F \\ \bar{R} \end{bmatrix} \quad (4.2.16)$$

шаклга келтиришди; бунда $\varepsilon = e^{i\theta} / \sqrt{2}$, $\xi = e^{i\alpha} / \sqrt{2}$, $\vartheta = I/|I|$, $\eta = H/|H|$. Бу ўринда шуни таъкидлаш жонзки, (4.2.15) гамилтонианнинг хусусий функцияси

$$\bar{g}_i = \sum_j T_{ij} j = \sum_j T_{ij}^* g_j \quad (4.2.17)$$

ёки

$$g_{1,4} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[3/2 > e^{i\theta} \mp | -3/2 > e^{-i\theta} \right], \quad \bar{g}_{2,3} = \frac{1}{\sqrt{2}} \left[|1/2 > e^{i\eta} \pm | -1/2 > e^{-i\eta} \right] \quad (4.2.18)$$

кўринишда бўлади. У ҳолда (4.2.16) тасаввурда (4.2.15)ни

$$F = \sum_{m=1,2} C_1^{(m)} \bar{F}_1(k_m) e^{ik_m x} + C_2^{(m)} \bar{F}_2(-k_m) e^{-ik_m x} \quad (4.2.19a)$$

кўринишда қайта қайд қилиш мумкин; бунда $\bar{F}_\ell (\ell=1,2)$ (4.2.16) функцияларнинг биридир. Шундай қилиб (4.2.13) тенглама билан

$$2E = F_1 + G_1 - \left\{ (F_1 - G_1)^2 + 4|R_1|^2 \right\}^{1/2} = F_2 + G_2 + \left\{ (F_2 - G_2)^2 + 4|R_2|^2 \right\}^{1/2} \quad (4.2.19b)$$

тенгламалар биргаликда $\langle 001 \rangle$ тузилмали квантлашган ўрадаги енгил ва огир кавакларнинг энергиявий сатхларининг жойлашишини аниқлаш имконини беради. $\bar{k}_1 = 0$ шартда (4.2.13) муносабатдан $k_1 a = m$, ёки $k_2 a = \pi n$ ва буларга мос ҳолда айниган валент зонаси учун иккита ўзаро боғланмаган сатхлар тўпламини оламиз:

$$E_2^{(n)} = E_{2h}^{(n)} = -(A+B)\pi^2 n^2 a^{-2} \quad (4.2.20a)$$

- енгил каваклар учун ва

$$E_1^{(n)} = E_{1h}^{(n)} = -(A-B)\pi^2 n^2 a^{-2} \quad (4.2.20b)$$

- огир каваклар учун энергия қийматларини топамиз.

Шундай қилиб бу ҳолда эркин кавакларнинг ҳолатлари икки ўлчамли $\bar{k}_1 = \{k_x, k_y\}$

тўлқин вектор ва зоначалар тартиби n ёрдамида характерланади. $\bar{k}_1 = 0$ ҳолда эса тузилмада моментининг бош ўқи (z)га ташкил этувчиси $m = \pm 3/2$ бўлган огир каваклар ва $m = \pm 1/2$ бўлган енгил кавакларнинг ўлчамли квантлашган ҳолатлари асло аралашмайди ва уларга $E_{m'}^{(n)}$ ва $E_{m''}^{(n)}$ энергияли иккита ўзаро боғланмаган hhn ва ℓhn дискрет энергиявий тизимлар мос қолади.

$\bar{k}_1 = 0$ ҳолатда эса, (4.2.13) ва (4.2.19a) ифодалардан кўринаяптики, $m = \pm 3/2$ ва $m = \pm 1/2$ ҳолат тўлқин функциялари ўзаро аралашган (боғлиқ) бўлиб қолади. Бу ҳол каралаётган масаланинг счимини мураккаблаштиради. (4.2.13)га асосан енгил ва огир кавакларнинг сатхлари учун мос келувчи кўндаланг самаравий массаларнинг кўринишлари қуйидагича бўлади:

$$\frac{m_0}{m_c^{(n)}} = \frac{2}{\hbar^2} \left[\frac{B(A - \frac{1}{2}B) + D^2}{B} + \operatorname{sign}(\frac{1}{2}A - 3B)x \frac{D^2(A^2 - B^2)^{1/2} (-1)^{n+1} + \cos(\pi n \phi^{-1})}{B^2 m \sin(\pi n \phi^{-1})} \right] \quad (4.2.21a)$$

$$\frac{m_0}{m_h^{(n)}} = \frac{2}{\hbar^2} \left[\frac{B(A - \frac{1}{2}B) + D^2}{(-B)} + \operatorname{sign}(\frac{1}{2}A - 3B)x \frac{D^2(A^2 - B^2)^{1/2} (-1)^{n+1} + \cos \pi n \phi}{B^2 m \sin \pi n \phi} \right] \quad (4.2.21b)$$

бу ерда $\phi = [(A-B)/(A+B)]^{1/2}$.

(4.2.26) ифодани янада қулайроқ кўринишда

$$2\tilde{\beta} \operatorname{tg}(k_1 a/2) \operatorname{ctg}(k_2 a/2) = \left[\lambda \pm \sqrt{\lambda^2 - 1} \right] |H_1| |H_2| \quad (4.2.22a)$$

ҳам қайд этиш мумкин,

$$\lambda = 2\tilde{\beta} |\tilde{1}|^2 - |R_1|^2 - \tilde{\beta}^2 |R_2|. \quad (4.2.23)$$

Бу ифода сферик яқинлашишда қуйидаги кўринишни олади

$$\lambda_0 = B^2 [4k_1^4 + k_1^2(k_1^2 + k_2^2) + k_1^2 k_2^2]^{1/2} \quad (4.2.23a)$$

(4.2.13) ифодадаги икки ишора $E(k_1)$ боғланишининг икки ҳар хил эгри чизикларга мос келади (4.2.13) ифодада пастки ишора танланса сингил кавакларнинг жуфт тартибли, оғир кавакларнинг эса ток тартибли тармоқларини беради, юқориги ишора танланса-аксинча.

Юқорида $\langle 001 \rangle$ тузилмани ўра (ёки ўта панжара)лар ҳақида муҳокама қилинади. Энди эса мунозарани $\langle 111 \rangle$ тузилмани ўраларга қараталайлик. Бунда $z \parallel (111)$, $x \parallel (110)$, $y \parallel (112)$ кўринишдаги координаталар тизимининг танланиши ҳисоблашларни анчайин соддалаштиради. У ҳолда Латтинжер-Кон гамилтонианнинг кўриниши қуйидагича бўлади:

$$H = \frac{\hbar^2}{2m} \left\{ \begin{aligned} & \gamma_1 k^2 + \gamma_3 (J_z^2 - \frac{5}{4} \hat{1})(k^2 - 3k_z^2) - \frac{1}{3} (\gamma_2 + 2\gamma_3) (J_z^2 k_x^2 + J_z^2 k_y^2) + \\ & + \frac{2}{3} (\gamma_2 - \gamma_3) [(J_z^2 k_x + J_z^2 k_y) k_z + \\ & + \sqrt{2} (J_z J_x k_x^2 + J_z J_y k_y^2)] - \frac{2\sqrt{2}}{3} (\gamma_2 + \gamma_3) k_z (J_z J_x k_x + J_z J_y k_y) \end{aligned} \right\} \quad (4.2.24)$$

Бу ифодада $J_z = J_x \pm iJ_y$, $k_z = (k_x \pm ik_y) / \sqrt{2}$. Агар Н-гамилтониани (4.2.10) матрица кўринишида тасвирласак, у ҳолда унинг матрица элементларининг кўринишини қуйидагича тасвирлаш мумкин:

$$F = \frac{\hbar^2}{2m} [\gamma_1 k^2 + \gamma_3 (k^2 - 3k_z^2)], \quad G = \frac{\hbar^2}{m} \gamma_1 k^2 - F, \quad H = -\frac{\hbar^2}{m} \sqrt{\frac{2}{3}} [(2\gamma_2 + \gamma_3) k_x k_z - (\gamma_2 - \gamma_3) k_y^2] \quad (4.2.25)$$

$$I = -\frac{\hbar^2}{m\sqrt{3}} [(\gamma_2 + 2\gamma_3) k_x^2 - 2(\gamma_2 - \gamma_3) k_x k_z]$$

Бу ҳолда ҳам кавакларнинг тўлқин функцияларини (4.2.13) кўринишида танлаш мумкин, бироқ ушбу ҳолда I параметр, $\langle 001 \rangle$ тузилмадан фарқи уларок, k_z га боғлиқдир. Айни шу ҳолат кавакларнинг энергиявий спектрини ушбу ҳол учун Broide ва Cham усулини - гамилтонианини қисман диагоналлаштириш усулини қўллаш мазмунсиздир, яъни секуляр тенгламанинг тартибини пасаитириш мумкин эмас. Агар охириги икки ифодада $\gamma_2 = \gamma_3$ деб ҳисобласак юқорида таклиф этилган шакл алмаштиришни амалга ошириш мумкин; кавакларнинг спектри $\langle 001 \rangle$ тузилмадаги каваклар спектри ифодалари ёрдамида аниқланади (F, H, I ларнинг фарқини унутмаган ҳолда). Ҳисоблашларда, бошқача, яъни

координаталар тизимини $x \parallel \vec{n}, y \perp \vec{k}_1$ каби танлаб ($k_z=0$ танлаб) F устун матрицалардан ташкил топган тенгламани соддалаштириш мумкин: бунга мос келган ва $C_{1,2,3,4}^{(n)}$ коэффицентлар учун ёзилган тенгламалар тизимидан

$$\lambda_0 \sin k_1 a \sin k_2 a = \frac{3}{2} B k_1^2 k_2 (\cos k_1 a \cos k_2 a - 1) \quad (4.2.26)$$

секуляр тенгламани оламиз; $k_1^2 = \frac{2m}{\hbar^2} \epsilon h E - k_2^2, k_2^2 = \frac{2m}{\hbar^2} h h E - k_1^2, m_{hh}, m_{th}$ - мос холда огир ва енгил кавакларнинг ҳажмий самаравий массалари: $m_{hh} = m / (\gamma_1 + 2\bar{\gamma}), m_{th} = m / (\gamma_1 - 2\bar{\gamma})$. Бундай яқинлашишда $\bar{k}_1 = 0$ шартда энергиявий сатхларнинг жойлашиши енгил каваклар учун

$$E_{th}^{(n)} = \frac{\hbar^2}{2m} (\gamma_1 + 2\bar{\gamma}) \frac{\pi^2 n^2}{a^2} \quad (4.2.27a)$$

огир каваклар учун

$$E_{hh}^{(n)} = \frac{\hbar^2}{2m} (\gamma_1 - 2\bar{\gamma}) \frac{\pi^2 n^2}{a^2} \quad (4.2.27b)$$

ифодалар ёрдамида топилади.

Кавакларнинг кўндаланг самаравий массалари

$$\frac{1}{m_{th}^{(n)}} = \frac{1}{m_{hh}} + 3 \frac{\sqrt{m_{th}^{-1} m_{hh}^{-1}} (-1)^{n+1} + \cos(\pi \sqrt{m_{th} / m_{hh}})}{\pi \sin(\pi \sqrt{m_{th} / m_{hh}})} \quad (4.2.28a)$$

$$\frac{1}{m_{th}^{(n)}} = \frac{1}{m_{th}} + \frac{3}{\sqrt{m_{th} m_{hh}}} \frac{(-1)^{n+1} + \cos(\pi \sqrt{m_{hh} / m_{th}})}{\pi \sin(\pi \sqrt{m_{hh} / m_{th}})} \quad (4.2.28b)$$

Хусусан $m_{th} \ll m_{hh}$ шарт учун огир каваклар учун биринчи энергиявий сатхда

$$\frac{1}{m_{th}^{(1)}} = \frac{1}{2m_{hh}} + \frac{6}{\pi^2} \frac{1}{m_{th}} \quad (4.2.29)$$

Бу банднинг иловасида чекли балангликка эга бўлган потенциал тўсикли ўра учун шу хусус ҳисоблашлар жуда мураккаб. Бундай масалалар ЭХМ ёрдамида ҳал этилади, шу сабаб бу ерда тўхталиб ўтмаймиз.

Энди қисқача спинли ўзаро таъсирга эътибор нимага олиб қилишни таҳлил қилайлик. $\langle 001 \rangle$ ва $\langle 111 \rangle$ квантлашган ўра (ўта панжара)ларда (T_d симметриявий гуруҳли ярим ўтказгичлар учун) валент зонасида кавакларнинг самаравий гамилтониани \bar{k}_1 га нисбатан қизикли ҳадларни ҳам ўз ичига олади. Юқорида қаралган геометрияда самаравий гамилтонианда k_2 га нисбатан ҳад бўлмайди. Енгил ва огир кавакларга мос келувчи гамилтонианларнинг кўриниши (2.1.20) ёки (2.1.21) кўринишда бўлади (худди ўтказувчанлик зонасидаги электронларникига ўхшаш).

4.3. Кейн моделида ўлчамли квантлашиш

Экстремумдан четда минимумлари жойлашган электронли ҳолатларнинг зонларо силжиши ва нопараболикни эътиборга олган ҳолда ўлчамли квантлашишни қарайлик. Шу маънода Кейн моделини кўрайлик. Маълумки, Кейн моделида Γ_6 ўтказувчанлик зонаси ва Γ_7 ва Γ_8 валентзонларидаги электронли ҳолатларнинг $\vec{k} \vec{p}$ аралашуви аниқ эътиборга олинади. Бу ҳолда узокда жойлашган изоналарнинг ўзаро таъсири эътиборга олинмайди ва электронларнинг тулқин функциясини $c, R_j(\vec{r})$ Блок функциялари бўйича каторга ёямиз. Бу ерда $c, (s = \pm 1/2)$ -спин усутунларидир (\downarrow ва \uparrow),

$R_j(\vec{r}) = S(\vec{r}), X(\vec{r}), Y(\vec{r}), Z(\vec{r})$ кўринишдаги координаталар функцияларидир. Саккоз эгилувчи функцияларни $S(\vec{r}) \uparrow$ ва $S(\vec{r}) \downarrow$ блок функцияларининг $u_{\frac{1}{2}}(\vec{r})$ ва $u_{-\frac{1}{2}}(\vec{r})$ компоненталардан ташкил топган $u(\vec{r})$ спинорлари ва $X \uparrow, X \downarrow, Y \uparrow, Y \downarrow, Z \uparrow, Z \downarrow$ блок функцияларининг $V_{x, \frac{1}{2}}, V_{x, -\frac{1}{2}}, V_{y, \frac{1}{2}}, V_{y, -\frac{1}{2}}, V_{z, \frac{1}{2}}, V_{z, -\frac{1}{2}}$ компонентлардан ташкил топган $V(\vec{r}) = (V_x, V_y, V_z)$ вектор спинорлари кўринишда тасаввур этилади.

Шредингер тенгламасини $\vec{k} \vec{p}$ ҳадли $\hat{H}(\vec{k})$ гамильтонианини (8×8) ли матрица кўринишда тасвирлаш мумкин

$$Eu = -iP\vec{k}V, \quad (4.3.1)$$

$$\left(E + E_s + \frac{\Delta}{3}\right)V = iP\hat{k}u + i\frac{\Delta}{3}(\sigma \times V).$$

Бу ифодада E - электроннинг Γ_6 ўтказувчанлик зонасининг тубидан ҳисобланган энергияси, E_s - таъкикланган энергия кенглиги, Δ - валент зонасининг спин-орбитал узаро таъсир энергияси, $\vec{k} = -i\vec{\nabla}$, $P = i(\hbar/m_0)X\left[S\left|\frac{\partial}{\partial z}\right|Z\right]$. u ва V катталикларга нисбатан қайд этилган тенгламалар системасини u катталиққа нисбатан

$$\frac{\hbar^2 k^2}{2m_c(E)}u = Eu \quad (4.3.2)$$

V катталиққа нисбатан ва

$$V = \frac{1}{P} \frac{\hbar^2}{2m_c(E)} \nabla u - i \frac{1}{P} \frac{\hbar^2}{4m_0} [g(E) - g_0] (\sigma \times \nabla) u. \quad (4.3.3)$$

кўринишдаги дифференциал тенгламалар каби қайд қилиш мумкин. Бу ерда m_0 ва g_0 - эркин электронларнинг массаси ва Ланде фактори ($g_0 = 2$),

$$\frac{1}{m_c(E)} = \frac{2}{3} \frac{P^2}{\hbar^2} \left(\frac{2}{E_s + E} + \frac{1}{E_s + E + \Delta} \right) \quad (4.3.4)$$

$$g(E) = g_0 - \frac{4}{3} \frac{m_0 P^2}{\hbar^2} \frac{\Delta}{(E_s + E)(E_s + E + \Delta)}.$$

Шуни қайд қилиш ўринлики, $\frac{1}{m_c(0)}$ ва $g(0) - g_0$ фарк валент зонасининг

ўтказувчанлик зонасидаги электронлар тескари эффектив массаси ва g факторига $\vec{k} \vec{p}$ галаёнлар назариясининг иккинчи тартибли яқинлашишда ҳисобланган улушини аңглатади.

Гетероструктураларнинг ҳар бир бир жинсли соҳаларида электронли ҳолатлар (4.3.2) тенгламанинг умумий ечимини топиш билан аниқланади, бу ечимлар аниқ бир чегаравий шартларга кўра чегара сиртларида тикилади. Кейин моделида чегаравий шарт сифатида u спинор ва $P\vec{V}(\vec{r})$ векторнинг ташкил этувчиларининг гетерочегарага нисбатан нормал йўналишдаги узлуksизлиги билан аниқланади.

Вақт инверсиясинининг симметриясига таъсир қиладиган ташки таъсир мавжуд бўлмаганида $u(\vec{r})$ спинорли функцияни

$$u(r) = [f(r) + i\sigma_x h_x(r)]\xi, \quad (4.3.5)$$

кўринишда қайд қилиш мумкин. Бу ерда σ_x - спин устуллари (\downarrow ва \uparrow), $f(\vec{r}), h_x(\vec{r})$ ҳақиқий функциялардир. Нуқта ва квантлашган итнинг симметрияси бу функцияларнинг

кўринишларига ўз таъсирини кўрсатади. Хусусан D_{2d} (тўғри бурчақли параллелепипед ёки эллипсоиднинг симметрияси) симметрияли квантлашган нуктада электроннинг cl асосий ҳолати учун: $f(r) = f(x^2, y^2, z^2)$, $h_x(r) = yzM_x(x^2, y^2, z^2)$, $h_y(r) = zXM_y(x^2, y^2, z^2)$, $h_z(r) = xYM_z(x^2, y^2, z^2)$ мунсабатлар ўринлидир; бу ерда M_α - ихтиёрий x^2, y^2, z^2 функциялардир.

4.4. Кўчириш матричаси методи. Ўта панжараларда электронлар, фононлар ва фотонлар

Электронлар учун эффектив масса методи, фононлар учун узулуксиз мухит яқинлашиши ва бутун мухит электродинамикаси ярим ўтказгичли ўта панжараларда квазизарраларнинг тарқалишини тушунтира олади. Кенглиги a ва b бўлган A ва B қатламларнинг мунтазам такрорланишидан юзага келган чекланмаган ўта панжарани қарайлик. Ундаги квазизарраларнинг ҳолатлари $\varphi(z)\exp(-i\omega t)$ кўринишда танланган умумлашган эгилувчи функция орқали ифодаланadi. Бунда $\varphi(z)$ A қатламда

$$\varphi(z) = F_+ e^{ik_+ z} + F_- e^{-ik_+ z},$$

B қатламда эса

$$\varphi(z) = G_+ e^{ik_+ z} + G_- e^{-ik_+ z},$$

кўринишга эга бўлади. F_\pm ва G_\pm коэффициентлар қаралаётган қатламнинг тартиб рақами-га боғлиқдир.

Гетерочегараларда $\varphi(z)$ функция учун чегаравий шартлар

$$\varphi|_A = \varphi|_B, C_A \frac{d\varphi}{dz}|_A = C_B \frac{d\varphi}{dz}|_B. \quad (4.4.1)$$

Электронлар, фотонлар ва фононлар учун $\varphi(z)$ функциялар ҳамда $C_{A,B}$ коэффициентларнинг маънолари ва k_A, k_B тўлқин векторлар ва ω частотанинг ўзаро боғлиқлиги ўта панжарада умумлашган квазизарра учун дисперсиявий тенгламаларни келтириб чиқаргандан сўнг аниқ бўлади. $\varphi(z)$ функция ва унинг ҳосиласини икки компонентали устун матрица кўринишида қуйидагича тасвирлайлик

$$\hat{\varphi}(z) = \begin{pmatrix} \varphi \\ \dot{\varphi} \end{pmatrix}, \quad \dot{\varphi}_j = \frac{C_j}{C_A k_A} \frac{d\varphi}{dz}. \quad (4.4.2)$$

(z_0, z) қатлам орқали кўчириш матричаси деб z ва z_0 нукталарда (4.4.2) устунларни боғлаб турувчи (2×2) матрица тушунилади:

$$\hat{\varphi}(z) = \hat{i}(z, z_0) \hat{\varphi}(z_0).$$

z ва z_0 нукталар бир намунада ётган ҳолда бир жинсли қатлам орқали кўчириш матричаси қуйидаги кўринишга келади

$$\hat{i}(z, z_0) = \begin{bmatrix} \cos kl & \frac{1}{N} \sin kl \\ -N \sin kl & \cos kl \end{bmatrix}. \quad (4.4.3)$$

Бу ерда $l = z - z_0$, A қатлам учун $\bar{N} = 1$, B қатлам учун эса $\bar{N} = (C_B k_B) / (C_A k_A) \equiv N$. Бу матрицани келтириб чиқаришда $\frac{\partial \varphi}{\partial z}$ ҳосила учун

$$ik_A (F_+ e^{ik_+ z} - F_- e^{-ik_+ z}) \text{ ёки } ik_B (G_+ e^{ik_+ z} - G_- e^{-ik_+ z})$$

муносабат эътиборга олинган. Шуни қайд қилиш ўринлики, кўчириш матрицаси унимодулярдир: $\text{Det } \hat{t} = 1$. $k_B = i\alpha$ шартда ва B қатлам соҳасида кўчириш учун

$$\hat{t}(z, z_0) = \begin{bmatrix} \text{ch}\alpha z & \frac{1}{\eta} \text{sh}\alpha z \\ \eta \text{sh}\alpha z & \text{ch}\alpha z \end{bmatrix} \quad (4.4.4)$$

муносабат ўринлидир, бунда $\eta = (C_B \alpha) / (C_A k_A)$

Блох теоремасига кўра хусусий ечимларни

$$\hat{\varphi}(d) = \hat{t}_A \hat{t}_B \hat{\varphi}(0) \equiv \hat{T} \hat{\varphi}(0) = e^{iKd} \hat{\varphi}(0),$$

кўринишда излаш мумин, бу ҳолда $d = a + b$ - ўта панжаранинг даври, K - ўта панжаранинг ўқи z бўйлаб тарқалаётган тўлқиннинг тўлқин векторидир. Келгуси мақсад K ва ω катталиклар ўртасидаги муносабатни - дисперсияни аниқлашдир. Бундай тенгламани дастлаб \hat{T} матрица яқинлашишида қайд қиламиз:

$$\text{Det} \begin{bmatrix} T_{11} - e^{iKd} & T_{12} \\ T_{21} & T_{22} - e^{iKd} \end{bmatrix} = 0.$$

\hat{T} матрицанинг унимодуляр эканини эътиборга олсак,

$$\cos Kd = \frac{T_{11} + T_{22}}{2}. \quad (4.4.5)$$

тенгламага эга бўламиз. Тўғридан тўғри кўпайтириб, қуйидаги матрицага эга бўламиз

$$\hat{T} = \hat{t}_A \hat{t}_B = \begin{bmatrix} \cos k_A a & \sin k_A a \\ -\sin k_A a & \cos k_A a \end{bmatrix} \cdot \begin{bmatrix} \cos k_B b & \frac{1}{N} \sin k_B b \\ -N \sin k_B b & \cos k_B b \end{bmatrix} =$$

$$= \begin{bmatrix} \cos k_A a \cos k_B b - N \sin k_A a \sin k_B b & \dots\dots\dots \\ \dots\dots\dots & \cos k_A a \cos k_B b - \frac{1}{N} \sin k_A a \sin k_B b \end{bmatrix}$$

Бу матрицалардан T_{11} , T_{22} матрицавий элементлар зарурлигидан нодиagonal элементлар ҳисобланмасдан нукталар орқали ифодаланган. У ҳолда

$$\cos Kd = \cos k_A a \cos k_B b - \frac{1}{2} \left(N + \frac{1}{N} \right) \sin k_A a \sin k_B b. \quad (4.4.6)$$

кўринишда ифодаланган дисперсия тенгласини оламиз. Энди аниқ масалаларни ҳал қилайлик.

4.5. Электронлар

Бундай ҳолда электрон (ёки кавак)нинг $\varphi(z)$ - зғувчи тўлқин функция, $\omega = E/\hbar$ ва (4.5.6) чегаравий шартларни қўллашда (4.5.38)даги коэффициент сифатида тескари эффектив масса келади

$$C_A = \frac{1}{m_A}, \quad C_B = \frac{1}{m_B}, \quad N = \frac{m_A k_B}{m_B k_A}.$$

Тўсиқнинг V энергиявий баланглигидан кичик E энергияли ҳолатлар учун k_A, k_B тўлқин векторларининг ўрнига \bar{k} ва $i\bar{\alpha}$ тўлқин векторларни билан алмаштириш ва дисперсия тенгласини

$$\cos Kd = \cos(ka) \text{ch}(\alpha b) + \frac{1}{2} \left(\eta - \frac{1}{\eta} \right) \sin(ka) \text{sh}(\alpha b), \quad (4.5.1)$$

шаклда қайд қилиш зарур. η катталиқ (4.5.9) муносабатда киритилган эди.

Келтирилган зона схемасида K нинг қиймати $\left[-\frac{\pi}{d}, +\frac{\pi}{d}\right]$ оралиғида ўзгаради.

\bar{q} нинг аниқ танланган қийматларига, масалан, $\bar{q} = 0$ қийматиға, мос келган $E(\bar{q}, K)$ энергиявий спектр орқама – орқа (кетма-кет) навбатлашиб келадиган рухсат этилган ва таъқиқланган минизоналардан иборат бўлиб қолади. Кенг потенциал тўсикли Ураларда $E(V)$ шартни қаноатлантирувчи рухсат этилган минизоналар тор тирқишли бўлиб, улар электронларнинг ўлчамли квантлашган сатхлари яқинида жойлашган бўлади. b потенциал тўсикнинг кенглиги торайган (кичрайган) сари рухсат этилган минизоналар энергиявий кенглиги орта, таъқиқланган минизоналар эса торая боради. $b \rightarrow 0$ шартда энергиявий спектрининг минизонали табиати йўқола бориб, A ҳажмий ярим ўтказгич ўтказувчанлик зонасининг параболик энергиявий спектриға айланади.

K нинг кичик қийматлар соҳасини таҳлил қилиш мақсадида қуйидаги муносабатлардан фойдланамиз

$$1 - \cos Kd = \frac{1}{2} \sin(ka) \operatorname{sh}(\alpha b) f_1 f_2 \approx F \quad (4.5.2)$$

$$f_1 = \operatorname{tg}\left(k \frac{a}{2}\right) - \eta \operatorname{th}\left(\alpha \frac{b}{2}\right), f_2 = \frac{1}{\eta} \operatorname{ctg}\left(k \frac{a}{2}\right) + \operatorname{cth}\left(\alpha \frac{b}{2}\right).$$

$f_1 = 0, f_2 = 0$ ҳамда $b \rightarrow \infty$ шартларда бу тенглама аввал олинган натижаларға айланади. $Kd \ll \pi$ шарт ўринли бўлса, у ҳолда

$$E \approx E_{ev} + \frac{d^2}{2F} K^2,$$

Бу ерда v рухсат этилган минизонанинг тартиб рақами, $E_{ev} - K = 0$ ҳол учун қайд этил-

ган энергия, $F = \left. \frac{\partial F(E)}{\partial E} \right|_{E=E_{ev}}$.

Ўта панжаранинг z ўқи бўлаб ҳаракатланаётган электроннинг эффектив массаси ва $F(E)$ ўртасида $M_x = F \hbar^2 / d^2$ муносабат мавжуддир. $\exp(\alpha b) \gg 1$ шартни қаноатлантирадиган кенг потенциал тўсикларда рухсат этилган минизоналар тор энергиявий тирқишли ва $E(K)$ боғланиш $E(K) \approx E_{ev} + (1/F) (1 - \cos Kd)$ кўринишни олади.

І. ЯРИМУТКАЗГИЧЛИ ЭЛЕКТРОНИКА

§1. Электр – инсониятнинг буюк кашфиёти.

Жамият тараккиётида шундай буюк кашфиётлар бўлганки, улар инсоният тарихи ва тақдирини бутунлай ўзгартириб юборган, цивилизацияни янги, юксак чўккиларга олиб чиққан.

Шундай кашфиётлардан бири, шубҳасиз, электрнинг кашф қилинишидир.

Электр ва магнит тўғрисидаги биринчи маълумотлар Фалес Малетский ва бошқа антик давр мутафаккирлари томонидан келтирилган. Улар матога ишқаланган янтарнинг енгил буюмларни, заррачаларни тортишини яхши билишган ва таҳлил қилишган. Факатгина 1750 – йилга келиб амалий ишлар бошланди. Бенджамин Франклин чакмоқ кайтаргични ихтиро қилди. Кейинчалик чакмоқ кайтаргични И.Винклер, П.Дивиш, М.Ломоносов, Г.Рихманлар ҳам қуришган. Бенджамин Франклин электрнинг содда назариясини яратди. Биринчи бўлиб мусбат ва манфий заряд тушунчаларини киритди. Уларни (+), (-) ишоралари билан белгилашни таклиф этди. Кейинроқ унинг ўзи электр зарядининг сакланиш қонунини очди. Шундай қилиб, Американинг буюк тарихий шахсларидан бири Бенджамин Франклин публицист, биринчи газетачи, таниқли сиёсатчи бўлиши билан бир қаторда физика билан ҳам жиддий шуғулланишга вақт топа олган. Хозирги пайтда Америкада Бенджамин Франклин номидаги медал таъсис этилган бўлиб, у дунё физик олимларининг оламшумул кашфиёт ва ихтиролари учун берилади.

Шундан сўнг француз физиги Ш.О.Кулон 1785 – йили электростатиканинг асосий қонуни – Кулон қонунини кашф этган бўлса, 1799 йили италян физиги А. Вольта электр батареясини яратди.

Дунё тарихида XIX аср электр асри бўлди, десак муболаға бўлмайди. 1812 – йилга келиб Х.Эрстед электр кучларининг магнитга таъсири гоёсини олға сурди ва электромагнетизмнинг вужудга келишига асос солди. Ушбу тадқиқотлардан сўнг, электромагнетизм соҳасидаги оламшумул ихтиро ва кашфиётлар ёмғирдан кейин чиқадиган кўзикариндай кўпайиб кетди. Хуллас, XIX аср мобайнида ҳеч муболағасиз минглаб ихтиро ва кашфиётлар қилинди.

Мана уларнинг айримлари:

- 1820 йили А.Ампер электр тоқларининг ўзаро таъсирини топди (Ампер қонуни);
- Худди шу йили А.Ампер магнетизмнинг манбаи электр тоқи деган гоёни олға сурди (Ампер теоремаси);
- Худди шу йили Ж.Био ва Ф.Саварлар томонидан тоқли ўтказгичнинг магнит майдони ҳисобланди (Био – Савар қонуни);

- Худди шу йили П.Барлоу электромотор моделини яратди ва у "Барлоу гилдираги" деган номни олди.
- 1830 йили М.Фарадей элетр майдони тушунчасини киритди.
- 1831 йили М.Фарадей электромагнит индукция қонунини очди.
- 1833 йили М.Фарадей моддаларнинг элетр қаршилиги температура ортиши билан камайиши мумкинлигини, яъни яримўтказгич хоссаларини кузатди.
- 1843 йили М.Фарадей элетр зарядининг сақланиш қонунини тажрибада тасдиқлади.

Лекин, физикадаги энг буюк оламшумул кашфиётлар XIX асрнинг охирида амалга оширилди. Буларнинг ичида энг асосийларидан бири – 1897 йили инглиз физиги Лорд Дж.Дж.Томсон томонидан электроннинг кашф этилиши бўлди. Албатта, буни антик давр олимлари Эпикур, Демокритлар тасаввур қила олмас эдилар. Уларнинг тасаввурида модданинг хоссаларини сақлаб қолган энг кичик бўлаги – атом эди. Лекин, энди атом ҳам парчаланиб кетди. У ҳам кўпгина майда заррачалардан иборат эканлиги маълум бўлди. Мана шундай энг кичик – элементар заррачалардан бири электрондир.

Электрон манфий зарядли заррача. У оламдаги энг кичик манфий зарядли зарра. Унинг заряди – $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл, тинчликдаги массаси эса $9,1 \cdot 10^{-31}$ кг.га тенг. Унинг ўлчами, яъни радиуси тақрибан $3 \cdot 10^{-15}$ м.га тенг. Бу электроннинг классик радиуси деб аталади.

Электронни бугунги кунда хар бир ўқувчи жуда яхши билади ва ўз навбатида хар бир атомда нечта электрон мавжуд ва улар қайси орбиталарда харакат қилиб юришини, шунингдек қандай ҳолатларда ўз орбиталарини тарк этиб кета олишини ҳам бемалол айтиб бера олади. Элетр токи зарядли зарраларнинг элетр майдонигаги тартибли харакатидан иборат эканлиги ҳам барчамизга яхши маълум. Бу хулосалар А.Ампер, М.Фарадей, Г.Ом, К.Кирхгорф, Дж Дж Томсон, Г.Герц, Э. Резерфорд, Н.Бор каби буюк олимларнинг деярли бир асрлик тинимсиз меҳнати ва ижодий изланишлари эвазига рўёбга чиққанлигини ҳам яхши биламиз.

Шунингдек, бугунги кунда кўп ишлатиладиган электроника, микроэлектроника, наноэлектроника сўзларининг асосида ҳам айнан электрон сўзи ётади ва айнан жажжи электрон заррачаси ушбу қурилмаларда содир бўладиган барча жараёнларда асосий омил сифатида хизмат қилади. Дарҳақиқат, бунга 1904 йили Дж.Флеминг томонидан икки электродли электрон лампа – диоднинг, 1906 йили Л.Ди Форест томонидан уч электродли электрон лампа - триоднинг кашф қилиниши бўлди. Ҳа, энди электрон атомни тарк этиб, ҳаттоки, моддадан чиқиб, фазода эркин харакат қилиб юриши мумкинлиги маълум бўлди. Агарда электронларнинг фазодаги, аниқроғи вакуумдаги бундай харакатини, оқимини сим тўр ёрдамида бошқарилса, энди элетр сигналларини кучайтириш ва генерациялаш ҳам реалликка айланади. Бундан инженер - физиклар самарали фойдаландилар ва тез орада биринчи электрон – ҳисоблаш машиналарини яратдилар. Бу эса ўз навбатида хозирги микрокалькуляторлар ва компютерларнинг биринчи

авлоди эди. Лекин, шуни тақидлаш жоизки фақатгина оддий арифметик амалларни, аниқроғи тўрт амални бажарадиган биргина мана шундай электрон - ҳисоблаш машинаси тўрт қаватли бинони тўлиқ эгаллар эди.

Ўз навбатида ушбу тақдикотлар, фанга электроника сўзининг кириб қилишига, дунёда электроника саноатининг гуркираб ривожланишига асос солди. Шундай қилиб, электрон кашф қилингандан сўнг, чамаси 10 йиллар ичида электроника вужудга келиб ривож топа бошлаган бўлса, ярим асрдан сўнг микроэлектроника гуркираб ривожлана бошлади, қарийиб бир асрдан кейинроқ наноэлектроника дунёга келди. Ўз навбатида, наноэлектроника нанотехнологияларнинг яратилишига асосий туртки бўлди.

§2. Электроника ва микроэлектроника асослари

Электроника сўзи даставвал электронларнинг электромагнит майдони билан ўзаро таъсирини ўрганувчи фан сифатида вужудга келди. Кейинчалик лампали диод ва триодлар яратилгач, электрон қурилмалар технологиясини тақдик этувчи соҳалар ҳам электроника деб атала бошлади. Вақтлар ўтиши билан электроника саноати вужудга келди ва электроника вазирликлари ҳам ташкил этилди. “Ҳар бир давлатнинг қудрати ундаги электроника саноатининг нечоғли ривожланганлигига боғлиқ деган” қанотли иборалар ҳам пайдо бўлди. Дарҳақиқат, 20-асрнинг иккинчи ярмида Япониянинг шиддатқарона ривожланиб кетиши бунинг ёрқин тасдиғи, деб айтсак, муболаға бўлмайди. Лампали диод ва триодларнинг ишлаш принципларига келсак, маълумки вакуумда, айниқса, юқори вакуумда ҳеч қандай зарралар жумладан зарядли зарралар бўлмайди. Демак, вакуумда электр токи ўтмайди, лекин вакуумга электронлар киритилса, энди зарядли зарралар пайдо бўлади. Агарда бу зарядли зарралар ҳаракатини тартибга солинса, электронлар окимини бошқара олинса, вакуумда ҳам электр токи ўта бошлайди. Лампали диодда худди шундай қилинади. Унда ҳавоси сўриб олинган шиша баллон ичида катод ва анод электродлари жойлаштирилган бўлади. Катод шундай материалдан тайёрланадики, уни озгина қиздирилганда электронлар вакуумга учиб чиқа олади. Бу ҳодисани термоэлектрон эмиссия деб аталади. Термоэлектрон эмиссия ҳодисасига биноан катод қанча қаттиқроқ қиздирилса, шунча кўпроқ электронлар учиб чиқаверади. Агарда қиздириш жараёни тўхтатилса, маълум вақтдан сўнг барча электронлар қайтадан ўз жойларига қайтиб тушади. Бу ердаги жараён худди ёпик идишдаги сув молекулаларининг буғланишига ўхшаб кетади. Шундай ҳолатда лампага ташқи кучланиш берилса, яъни анодга (+), катодга (-), катоддан учиб чиқаётган электронлар катоддан анод томон ҳаракатлана бошлайди, яъни занжирдан ток ўта бошлайди. Шундай қилиб, инженер - физиклар вакуумдан электр токи ўтказишни ўрганиб олдилар. Албатта, бу электр тоқининг қиймати катоддан учиб чиқаётган электронлар сонига, яъни катоднинг қай даражада қиздирилганлигига, шунингдек анод кучланиш қиймати, яъни учиб чиққан термоэлектронларнинг қанча қисми анод электронига етиб бораётганлигига боғлиқ бўлади. Бу жараёнлар 1904-йили инглиз физиги Дж

Флеминг томонидан ихтиро килинган икки электродли электрон лампа, лампали диод моделида тўлик кўрсатиб берилган.

Вакуумли лампа ичидаги электронлар харакатини янада самаралироқ бошқариш мақсадида 1906-йили француз физиги Луи Ди Форест лампа ўртасига тўр киритди ва уни триод деб номлади. Агар электроннинг кашф килиниши физика фанидаги революцион ўзгаришларнинг асоси бўлган бўлса, триоднинг ихтиро килиниши техника соҳасидаги революцион ўзгаришларга асос солди, десак муболага бўлмайди.

Дархақиқат, лампали триод тўрига кичгинагина кучланиш бериш йўли билан катоддан анод томон харакатланаётган электронлар окимини бошқариш мумкин. Агарда тўрға манфий кучланиш берилса, оким пасаяди, ток камаяди, агарда мусбат кучланиш берилса, оким кучаяди, ток ҳам ортади. Шу йўл билан триод ёрдамида паст сигналларни кучайтириш ва турли частотадаги ўзгарувчан электр сигналларини генерациялаш мумкин бўлиб қолди. Бу эса ўз навбатида электрониканинг гуркираб ривожланишига асос бўлди. Мана шундан кейингина радиоалоқа ривожланди, телевидение вужудга келди, электрон хисоблаш машиналари ва уларнинг янги-янги авлодлари яратилди.

Эндиги навбатда инженер-физиклар олдида мана шундай электрон қурилмаларнинг хажмини кичрайтириш, улардаги электр энергия сарфини камайтириш, таннархини арзонлаштириш муаммоси турар эди.

Бу муаммони эса каттик жисм электроникаси соҳаси яратилгандан сўнг амалга ошириш мумкин бўлди. Каттик жисм электроникаси яримўтказгич материалларига асосланади. Яримўтказгич материаллар даставвал ўтган асрнинг 30-йилларидан бошлаб мунтазам ўрганила бошланди. 1948 йили америкалик олимлар Дж Бардин ва У. Браттейн транзисторни ихтиро қилдилар. У биполяр транзистор номини олди. 1949-йили яна бир америкалик физик олим У. Шокли майдон транзистори моделини таклиф этди. Бу триоднинг каттик жисмли аналоги эди, яъни бу ҳолда лампали триодда вакуумда рўй берадиган жараёнлар каттик жисм ичида рўй беради, Уни униполяр транзистор деб номланади. Шундан сўнг янги-янги турдаги яримўтказгичли асбоблар яратилди. Улар барча соҳаларда аста-секинлик билан лампали электрон асбобларни сиқиб чиқариб бораверди. Яримўтказгичли асбобларнинг асосий афзалликлари —ўлчамларининг кичиклиги, енгиллиги, кам энергия сарфлаши, таннархининг арзонлиги эди.

Вақтлар ўтиши билан яримўтказгич асбоблар технологиясининг такомиллашиб бориши, янги турдаги яримўтказгич материаллардан фойдаланиш хисобига яримўтказгич асбобларининг турлари кўпайди, ўлчамлари эса янада кичрайиб бораверди. Лекин олимлар бу билан чекланиб қолишмади. Энди алоҳида яримўтказгич асбобнинг ўрнига муайян функционал вазифани бажара оладиган схемани яхлит монокристалда яратиш усулини ишлаб чиқдилар. Булар интеграл схема (ИС), интеграл микросхема (ИМС) деб атала бошланди.

Микроэлектрониканинг ривожланиши билан компьютер технологияси кескин ривожланди, уларнинг бугунги - энг сўнги авлодлари яратилди,

ракамли телевидение вуждга келди, мобил қўл телефонлари пайдо бўлди, овоз, тасвир, информациялар ёзиш, ўқиш ва сақлашнинг янги усуллари ишлаб чиқилди.

Шундай қилиб, ўтган асрнинг иккинчи ярмидан бошлаб микроэлектроника даври бошланди. Ўз навбатида ўтган асрнинг охириларида бошлаб микроэлектроника негизда наноэлектроника шакллана бошлади.

§3. Яримўтказгичли электроника асослари

20-асрнинг иккинчи ярмида кўплаб янги турдаги яримўтказгич асбоблар ишлаб чиқилди. Кўп компонентали янги турдаги яримўтказгич материаллардан фойдаланиб яратилган, бутунлай янги функционал хоссаларга эга бўлган яримўтказгич асбоблар вакуумли асбобларни тўлиқ сиқиб чиқарди. Шундай қилиб, бутунлай янги соҳа - яримўтказгичли электроника соҳаси вуждга келди.

Маълумки, кўпчилик яримўтказгич асбобларнинг ишлаш принципи р-п ўтиш хоссаларига асосланган. Одатда р-п ўтиш р ва п туридаги иккита яримўтказгич қатламининг туташтирилишидан ҳосил бўлади.

1960 йиллардан бошлаб гетероўтишлар ўрганила бошланди. Гетероўтиш р ва п ўтказувчанликка эга бўлган, турли тақикланган зонали иккита яримўтказгич қатламининг туташтирилишидан ҳосил қилинади.

1970 йилга келиб Россия фанлар академияси академиги Ж.И. Алферов томонидан қаттиқ қотишмалар асосида тайёрланган турлича таъқикланган зоналарга эга бўлган яримўтказгичлар ўртасида идеал гетероўтишлар ҳосил қилинди. Кейинчалик ушбу гетероўтишлар асосида хилма-хил яримўтказгич асбоблар ясашга ҳам эришилди. Ушбу туркум ишлари учун 2000 йили Ж.И. Алферов Нобель мукофотига сазовор бўлди. Худди шунингдек, ушбу туркум ишлар яримўтказгичли электроника соҳаси ичида янги "Гетероўтишли яримўтказгичли электроника" йўналишига асос солди. Гетероўтишли яримўтказгичли электроника, умуман яримўтказгичли электрониканинг алоҳида муҳим бир соҳаси бўлиб ҳисобланади. Ўз навбатида гетероўтишли яримўтказгичли электроника, унинг ичида ташкил топиб, ривожланиб мустақил соҳа сифатида ажралиб чиққан "яримўтказгичли оптоэлектроника"нинг гуркираб ривожланишига ҳам асос бўлди.

Оптоэлектроника электр ва оптик услублар асосида маълумотларни яратиш, қайта ишлаш, сақлаш масалаларини тадқиқ этувчи соҳадир. Оптоэлектроника моддалардаги электр ва оптик ходисаларни, уларни ўзаро боғлиқлигини, бир-бирига айланишини ўрганиш асосида янги турдаги яримўтказгич асбоблар ва схемалар яратади. Яримўтказгичли оптоэлектрониканинг ривожланиши юқори самарадорликка эга бўлган куёш элементларининг, ўта тезкор фотосезгир асбобларнинг хона температурасида узок муддат ишлай оладиган гетеролазерларнинг яратилишига ва кенг қўламда қўлланилишига олиб келди. Энг асосийси, шуни таъкидлаш жоизки, наноэлектроникага дастлабки қадамлар ҳам ушбу ишларда қўйилган эди.

II. ГЕТЕРОЎТИШЛАР

Кириш

Яримўтказгичли асбоблар физикаси кейинги йилларда гетероўтишларни ва улар асосидаги асбобларни ўрганиш йўлидан ривожланиб бормоқда. Гетероўтишларни яримўтказгичли қурилмаларда қўлланиши уларнинг деярли ҳамма параметрларини яхшилашга олиб келади. Гетероўтишлар классик яримўтказгич асбобларнинг параметр ва характеристикаларини яхшилашдан ташқари, принципиал янги турдаги яримўтказгич асбобларни яратишга имкон беради.

Гетероўтиш - кимёвий жихатдан хар хил бўлган иккита яримўтказгични туташтиришдан иборат.

Гетероўтиш туташтирувчи материалларнинг тақикланган зона кенглигига ва уларнинг табиатига қараб икки хил бўлади:

1 - кескин гетероўтиш ва 2-силлик гетероўтиш.

1,2-расмларда $n - p$ ва $p - n$ гетероўтишларни туташтирилганга қадар ва туташтирилгандан сўнг энергетик зона диаграммалари берилган.

§1. Гетероўтишларнинг зона энергетик диаграммалари.

Гетероўтишларнинг энергетик зона диаграммасини тузиш учун материалларнинг электрон мойиллигидан фойдаланилади. Гетероўтиш хосил қиладиган яримўтказгичли материалларнинг тақикланган зона кенглиги ва электрон мойиллиги фарқлари ҳисобига гетероўтиш чегарасида ўтказувчанлик зонаси E_c ва валент зонаси E_v нинг узилишлари хосил бўлади.

$$\Delta E_c = \chi_1 - \chi_2 = \Delta \chi \quad (1)$$

$$\Delta E_v = (E_{g1} - E_{g2}) - (\chi_1 - \chi_2) = \Delta E_g - \Delta E_c \quad (2)$$

χ - электрон мойиллиги

E_{g1} ва E_{g2} — яримўтказгич материаллар тақикланган зоналари кенглиги.

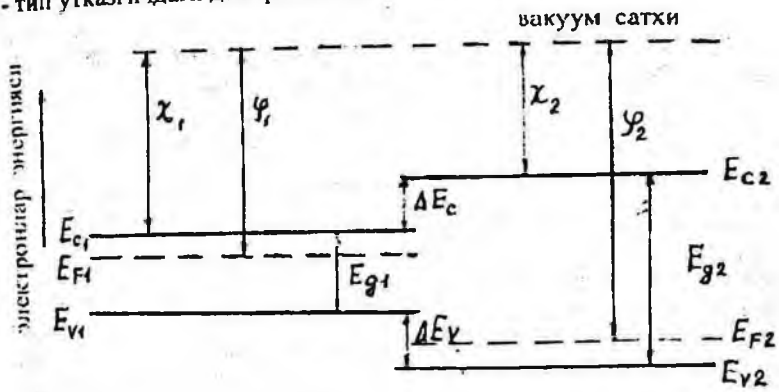
Гетероўтишларни энергетик зоналар диаграммасини ҳисоблаш учун, Пуассон тенгламасининг счимидан фойдаланилади, бунда Шоттки тўсиғи ҳисобга олинади.

Гетероўтиш чегарасидаги ҳажмий заряд кенглиги $W = W_1 + W_2$.

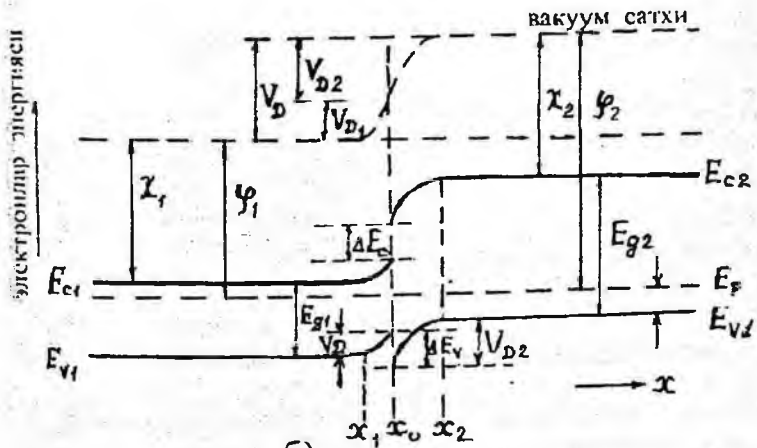
$$W_1 = \left[\frac{2}{q} \frac{N_{A1} \epsilon_1 \epsilon_2 V_D}{N_{D1} (\epsilon_1 N_{D1} + \epsilon_2 N_{A1})} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3)$$

$$W_2 = \left[\frac{2}{q} \frac{N_D \epsilon_1 \epsilon_2 V_D}{N_{A2} (\epsilon_1 N_{D1} + \epsilon_2 N_{A2})} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (4)$$

Бу ерда V_D - контакт потенциаллар фарқи, q - электрон заряди, ϵ_1, ϵ_2 - p-тип ва n-тип яримўтказгичларни диэлектрик киритувчанлиги. N_{D1} ва N_{D2} n-тип ва p-тип ўтказгичдаги донор ва акцепторлар концентрацияси.



а)



б)

1 - расм. Кескин n - p - гетероўтишларнинг зона энергетик диаграммаси.

ϕ_1 - тақикланган зонаси тор бўлган яримўтказгич учун электронни чиқиш иши

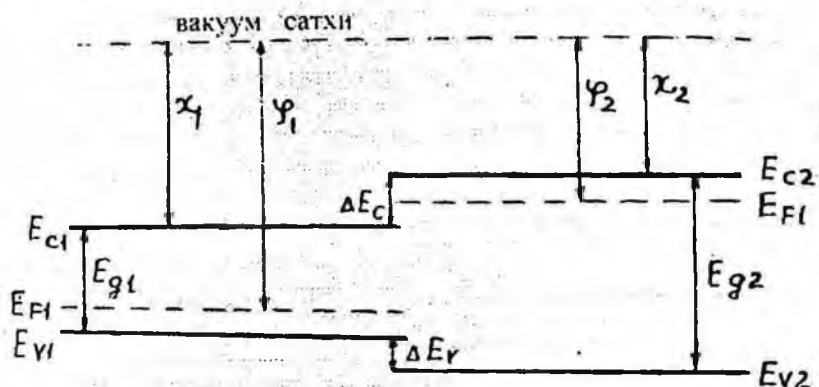
ϕ_2 - тақикланган зонаси кенг бўлган яримўтказгич учун электронни чиқиш иши

x_0 - яримўтказгичларнинг тутатиш ченараси

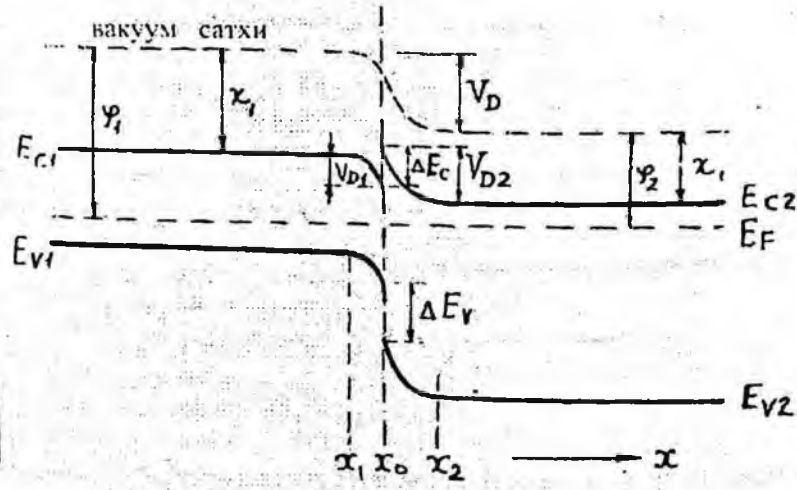
E_F - Ферми жэнгеретик сатҳи

ΔE_C - тақикланган зонаси тор ва кенг бўлган яримўтказгичларнинг ўтказувчанлик зонаси чегарасидаги энергиялари сатҳи

ΔE_v - таъқланган зонаси тор ва кенг бўлган яримўтказгичларнинг валент зона чегарасидаги энергиялари сатҳи



а)



б)

2 - расм. Кескин p-n-гетероўтишнинг зона энергетик диаграммаси.

n - p гетероўтишнинг барьер сифими эса

$$C = \left[\frac{2 N_{D1} N_{A2} \epsilon_1 \epsilon_2}{q (\epsilon_1 N_{D1} + \epsilon_2 N_{A2}) V_D} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

формула орқали ҳисобланади.

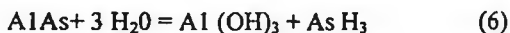
гетероўтишларда ўтказувчанлик зонаси ΔE_c ва валент зона ΔE_v орасида энергия узилиши ҳисобига бир томонлама инжекция ва суперинжекция ходисаси кузатилади.

Мисол учун, р-п гетероўтишда (2-расм) ўтказувчанлик зонадаги энергия узилиши ΔE_c кенг зонали яримўтказгичга электронларнинг инжекциясига қаршилик кўрсатади.

Валент зонадаги узилиш ΔE_v эса ковакларнинг инжекциясига қаршилик кўрсатади. Бунинг натижасида ковакларни кичик таққиланган зонали яримўтказгичга бир томонлама инжекцияланишига олиб келади.

Идеал гетероўтишлар олиш учун материаллар жуфтлигини танлаш уларнинг механик кристаллохимик, термик хусусиятларни билиш, яримўтказгич материалларнинг энергетик тузилишларини билиш ва кристалл панжара доимийси, чизикли кенгайиш коэффициенти, таққил зона кенглиги электрон мойиллик, диэлектрик синдирувчанлик, синдириш коэффициенти ва бошқа қатталикларни билиш лозим бўлади.

Одатда, арсенид алюминий нам муҳитда коррозияланиб, гидролизга учрайди.



$Al_x Sa_{1-x}As$ қаттиқ қотишмалари бундан мустасно. Биринчи бўлиб, хавода парчаланмайдиган $Al_x Sa_{1-x}As$ қаттиқ қотишмалари газатранспорт эпитақсия усули билан олинган. $x = 0.9$ қийматиғача қаттиқ қотишмалар хавода парчаланмайди. $SaAs$ нинг зона тузилмаси “тўғри”, $AlAs$ эса зона тузилмаси “тўғри” бўлмаган яримўтказгич. Таққил зона кенглигига боғлиқ ҳолда қаттиқ қотишмаларда тарқиб миқдорига қараб “тўғри” зонали материалдан “тўғри” бўлмаган зонали материалга ўтилади (6-расм).

§2. Гетероўтишларнинг электрик ва фотозлектрик хусусиятлари.

Гетероўтишларда потенциал тўсиқнинг шакли гомо р-п ўтишдаги тўсиқдан қатта фарқ қилади, шунинг учун гетероўтишларда ток ўтиш механизми ўзига ҳос хусусиятга эга. Бу ҳолда икки томон чегара қисмида турли хил таққиланган зона кенглигига, эффектив массага, диэлектрик сингдирувчанликка эга бўлган икки турли яримўтказгичлар жойлашган. Бу эса кескин гетероўтишларда оптик ойна эффекти, бир томонлама инжекция, супер инжекция, ички зонали туннел эффектларини юзага келтиради.

Силлиқ гетероўтишларда ташқи электр майдонсиз таққиланган зона кенглиги градиенти ҳисобига фақат бир турдаги ток ташувчига таъсир қилувчи қуч ҳосил бўлади ва бунинг ҳисобига асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг диффузия узунлигини бошқариш мумкин бўлади.

1. Оптик ойна эффекти.

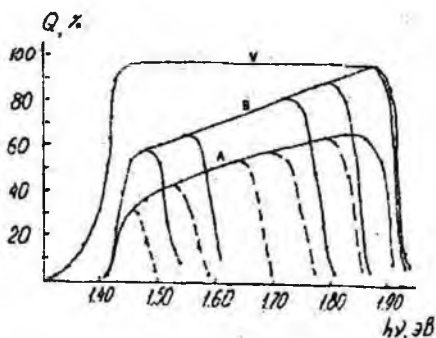
Маълумки, оддий p-n ўтиш асосида тайёрланган фотодиод, фотоэлемент, фототранзисторларнинг спектрал сезgirлик соҳаси жуда тор бўлади. Бунга сабаб яримўтказгич материалнинг тақикланган зонаси E_g дан кичик энергияга эга бўлган квантлар яримўтказгичда деярли ютилмай ўтиб кетади. Катта энергияли квантлар эса, асосан, сиртда ютилади. Натижада, яримўтказгичли фотодиод сиртида ютилган квантлар ҳам сиртда электрон-ковак жуфтини ҳосил қилади. Ҳосил бўлган электрон-ковак жуфти p-n ўтиш томон диффузияланади. Йўлда, яримўтказгич ҳажмида уларнинг кўпчилиги қайтадан рекомбинациялашади. Шундай қилиб электрон-ковак жуфтнинг маълум бир қисмигина p-n ўтишгача етиб боради, у ерда улар икки томонга ажратилади ва улар фототок ҳосил қилади.

Шундай қилиб, генерацияланган электрон-ковак жуфтларининг катта қисми фототок ҳосил қилмаслиги туфайли фотодиод, фотоэлемент, фототранзисторларнинг сезgirлиги пасайиб кетади, спектрал сезgirлик соҳаси тор бўлади. Иккинчи томондан, сиртда генерацияланган электрон-ковак жуфтларининг p-n ўтишгача диффузияси учун кетадиган вақт ҳисобига фотодиод ва фототранзисторларнинг тезкорлиги ҳам пасайиб кетади.

Гетероўтишлар бу ҳолда принципиал устунликка эгадирлар. Гетероўтишлар тақикланган зонаси катта бўлган материал томонидан ёритилганда, нур бемалол яримўтказгич ҳажмига киради ва бевосита гетероўтиш чегарасида ютилади. Буни гетероўтишлардаги оптик ойна эффекти деб аталади. Бу ҳолда $E_{g2} > hV > E_{g1}$ ораликдаги квантлар кристал тузилма ичига кириб боради ва бевосита гетероўтиш ҳажмий заряд қатламида ютилади [14].

Гетероўтишлар асосида фотодиод, фотоэлемент, фототрпнзисторлар тайёрлашда оптик ойна эффекти катор афзалликларга олиб келади: 1) нурланиш бевосита кристал ичига кириб боради ва гетероўтиш чегарасида ютилади. 2) электрон-коваклар генерацияси ва ажралиши бир нуктада содир бўлади.

Айтиб ўтилган афзалликлар гетероўтишлар асосида тайёрланган фотодиод, фотоэлемент, фототранзисторлар спектрал сезgirлик соҳасининг кенгайишига, самарадорлиги ва тезкорлигининг ортишига олиб келади (3-расм). Шунингдек, [14], $Al_xGa_{1-x}As-GaAs$ тизимидаги p-n гетероўтишларда тушаётган ёруғлиқнинг 1,4-2,0 эВ оралиғида қисқа тўлқин соҳасида спектрал чегарани осонлик билан бошқариш мумкин.



3-расм. $n\text{GaAs-pAl}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ гетероўтишларда ички квант самарадорликнинг тор зонали яримўтказгичдаги ток ташувчилар концентрацияси ва кенг зонали яримўтказгич таркибига, яъни тақиқланган зона кенглигига боғлиқлигини тажрибада [14] ўрганиш натижалари.

2. Бир томонлама инжекция.

Бир томонлама инжекция ва суперинжекция ўтказувчанлик зонаси E_c ва валент зонаси E_v орасида энергия узилиши хисобига тақиқланган зона кенглиги тор бўлган материалга ўтишдаги ва аксинча бўлгандаги ток ташувчилар учун тўсик потенциал бир хил бўлмайди. Мисол учун, p - r гетероўтишда ўтказувчанлик зонадаги энергия узулиши ΔE_c кенг зонали яримўтказгичга электронларнинг инжекциясига кўшимча қаршилик кўрсатади, потенциал тўсик баландлиги ортади.

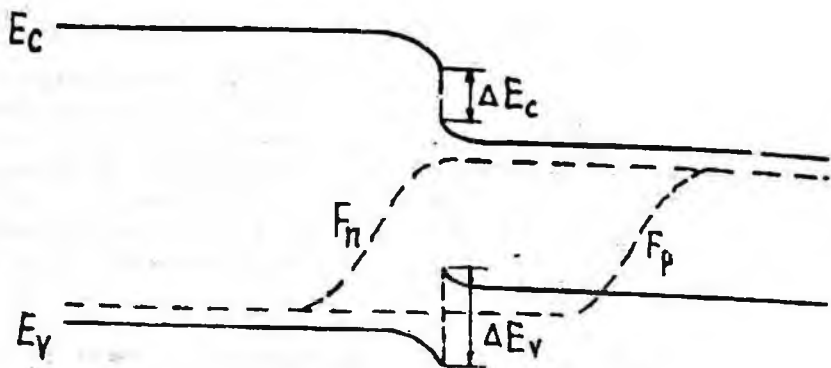
p - n гетероўтишда эса валент зонадаги энергия узилиши ΔE_v эса ковакларнинг инжекциясига қаршилик кўрсатади. Бунинг натижасида ковакларнинг тор зонали яримўтказгичга бир томонлама инжекцияси содир бўлади. Инжекцияланган электрон ва коваклар хосил қилган ток

$$\exp\left(\frac{\Delta E_c + \Delta E_v}{kT}\right) \quad (7)$$

кўпайтмага пропорционал равишда фарк қилади.

Бу эффект яримўтказгичли қурилмаларни ишлаб чиқаришда янги имкониятларни очади ва айниқса, кенг зонали эмиттерли транзисторларда муҳим аҳамият қасб этади.

Ж.И.Алферов лабораториясида биринчи марта GaAs-AlGaAs гетероўтишларда тор зонали яримўтказгичга инжекцияланаётган заряд ташувчилар зичлиги, кенг зонали материалга инжекцияланаётган заряд ташувчилар зичлигидан катта бўлиши тажрибаларда кузатилган.



4-расм. Идеал р-п гетероўтишнинг мусбат кучланишдаги зона диаграммаси

3. Суперинжекция эффекти.

Гетероўтишлар чегарасида зоналар узиллиши (ΔE_c ва ΔE_v) мавжуд бўлишлиги ажойиб бир ходисани – суперинжекция ходисасини келтириб чиқаради.: тўғри йўналишда берилган кучланишнинг муайян қийматида тор зонали яримўтказгичга инжекцияланган ноасосий заряд ташувчилар зичлиги кенг зонали эмиттердаги асосий заряд ташувчиларнинг мувозанатий зичлигидан ортиқ бўлиб олади. Бу ходисани Ж.И.Алферов ва ҳамкасблари 1966 йилда башорат қилган, 1968 йилда эса $pGaAs - nAl_xGa_{1-x}As$ гетероўтишларда тажрибада кузатилган.

Эпитаксиал $nAl_xGa_{1-x}As$ яримўтказгичда $N_d = 5 \cdot 10^{14} \dots 10^{16} \text{ см}^{-3}$, таглик вазифасини ўтаган $p - GaAs$ да эса $N_a = 1.5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ қилиб олинган. Ўтиш кескин бўлган. Алюминийнинг x хиссаси 0.1 дан 0.3 гача бўлган, бунда $nAl_xGa_{1-x}As$ нинг зоналари тузилиши $GaAs$ никига ўхшаш бўлган. Бу гетероўтишларда тор зонали яримўтказгич $p - GaAs$, электронлар эмиттери эса кенг зонали $nAl_xGa_{1-x}As$ бўлиб, тажрибаларда ўлчанган $p - GaAs$ даги электронларнинг зичлиги $\sim 5 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$, яъни $nAl_xGa_{1-x}As$ даги мувозанатий зичликдан ($N_d = 5 \cdot 10^{14} \dots 10^{16} \text{ см}^{-3}$) анча катта бўлиб чиққан.

Буни тушунтириш қийин эмас. Мувозанат шароитида p -яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонаси туби p -яримўтказгичниқидан пастда, p -яримўтказгичдаги электронлар зичлиги p -яримўтказгичдагидан анча юқори, аммо тўғри кучланиш берилганда p -яримўтказгичда электронлар учун тўсик пасайиб, p -соҳадан p -соҳага электронлар инжекцияланади. Кучланишнинг муайян қийматида p -яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонаси туби p -соҳаниқидан юқори бўлиб қолиши ҳам мумкин, чунки, агар $N_d \ll N_a$ бўлса, ташқи кучланишнинг кўп қисми гетероўтишнинг p -қатламига тушади, бу ҳолда p -яримўтказгичдаги электронлар зичлиги уларнинг p -

яримўтказгичдаги (эммиттердаги) мувозанатий зичлигидан ортик бўлади $n_p(V) > n_n(0)$, суперинжекция ҳодисаси юз беради, бу ҳодиса ўтказувчанлик зоналари ΔE_c узилиши катталигига жуда боғлиқ; ҳисоблашларнинг кўрсатишича, инжекцияланган заряд ташувчиларнинг энг катта зичлиги

$$n_p(V) = n_n(0) \exp \frac{\Delta E_c}{kT} = N_d \exp \frac{\Delta E_c}{kT} \quad (8)$$

бўлиши керак. $n_p(V) \gg N_d$ бўлиши учун $\Delta E_c > 0$ бўлиши зарур, бу гетероўтиш ажралиш чегарасида ($x = 0$) p-яримўтказгичнинг ўтказувчанлик зонаси туби p-яримўтказгичникидан юқори демакдир.

Суперинжекция эффекти гетероўтиш асосидаги яримўтказгичлар параметрларини муҳим даражада яхшилаш имконини беради.

4. Зона ичидаги туннелланиш.

Гетероўтишларда зона ичида ҳам ток ташувчиларнинг туннелланиш ҳодисаси содир бўлиши мумкин. Мисол учун, 1-расмда ΔE_v потенциал тўсик орқали ковакларнинг туннелланиши, 2-расмда ΔE_c потенциал тўсик орқали электронларнинг туннелланиши кузатилиши мумкин. $\text{NaI}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As-pGaAs}$ гетероўтишларда эса тўсикланган зонаси катта бўлган $\text{NaI}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ яримўтказгич ўтказувчанлик зонасида электронларнинг ΔE_c потенциал тўсик орқали мана шундай туннелланиши кузатилади. Бу ҳолда чизикли шаклдаги потенциал тўсик учун электронларнинг туннелли ўтиш эҳтимоллиги

$$T(\Delta) = \exp \left(-\frac{4}{3} \sqrt{\frac{2m^*}{\hbar^2} \cdot q \cdot \frac{\Delta^{3/2}}{E}} \right) \quad (9)$$

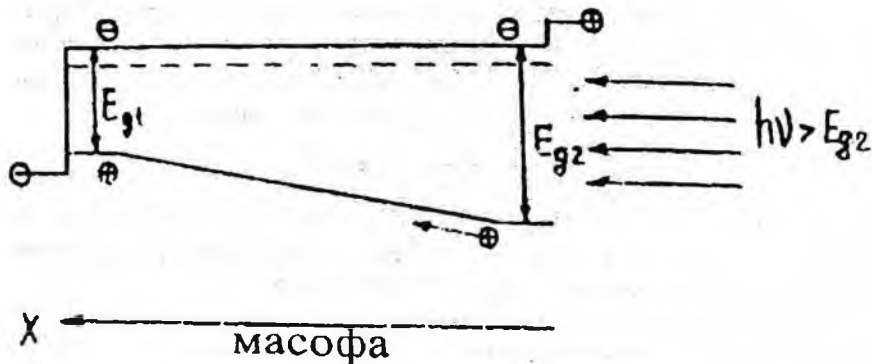
катталикка тенг. бу ерда m^* - эффектив масса, $T(\Delta)$ -электроннинг туннел ўтиш эҳтимоллиги, E - ташки электр майдон кучланганлиги. Туннелланиш ҳисобига токнинг ортишини $\Delta \varphi$ катталикка потенциал тўсикнинг пасайиши кўринишида тасаввур қилиш мумкин. Зона ичидаги туннелланиш эффектини ҳисобга олганда кескин гетероўтишларда кучланишнинг токка боғлиқлиги куйидаги кўринишида ифодаланadi.

$$J \sim \exp \left(\frac{qV}{E_0} \right) \quad (10)$$

бу ерда E_0 температурага боғлиқ эмас.

5. Тақикланган зонаси кенглиги ўзгарувчан бўлган кристаллда асосий бўлмаган заряд ташувчилар харакати.

Бундай кристаллда асосий бўлмаган ташувчилар харакати хусусиятларини тақикланган зона кенглиги - координатасига боғлиқлиги кузатилади. Кристаллдаги электрон ёки ковакка таъсир этувчи куч тақикланган зонанинг қиялигига боғлиқ бўлади [15].



5-расм. Ўзгарувчан таъкикланган зонали кристалл

Бир жинсли легирланган n - тип кристаллида кенг зонали томонининг бир қисмига инжекция қилинганда (ёки ёруғлик туширилганда) ва унга қуйилган электр майдони таъкикланган зона кенглиги градиентига параллел бўлган (5-расм) электрон ва ковак ҳаракатининг тенгламаси қуйидагича ёзилади.

$$j_n = qn\mu_n E + qD_n \frac{dn}{dx} \quad (11)$$

$$j_p = qp\mu_p E - qD_p \frac{dp}{dx} + qp\mu_p \frac{dE_v}{dx} \quad (12)$$

бу ерда, D_n ва D_p - электрон ва ковак учун диффузия коэффиценти. Ток ташувчиларнинг эффе́ктив массасини координатага боғлиқ эмас деб ҳисобга оладиган бўлсак ва таъкикланган зона кенглиги эса масофага чизикли боғлиқ ҳолда ўзгарса, u ҳолда, координата бўйлаб коваклар концентрациясининг тақсимотини тенгламасини қуйидагича ёзиш мумкин:

$$p = p_0 \exp\left(-\frac{X}{L_p}\right) \quad (13)$$

бу ерда

$$\frac{1}{L_p} = \frac{1}{2kT} \left(\frac{dE_v}{dX} \pm qE \right) + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\left(\frac{dE_v}{dX} \pm qE \right)^2}{k^2 T^2}} + \frac{4}{L_p} \quad (14)$$

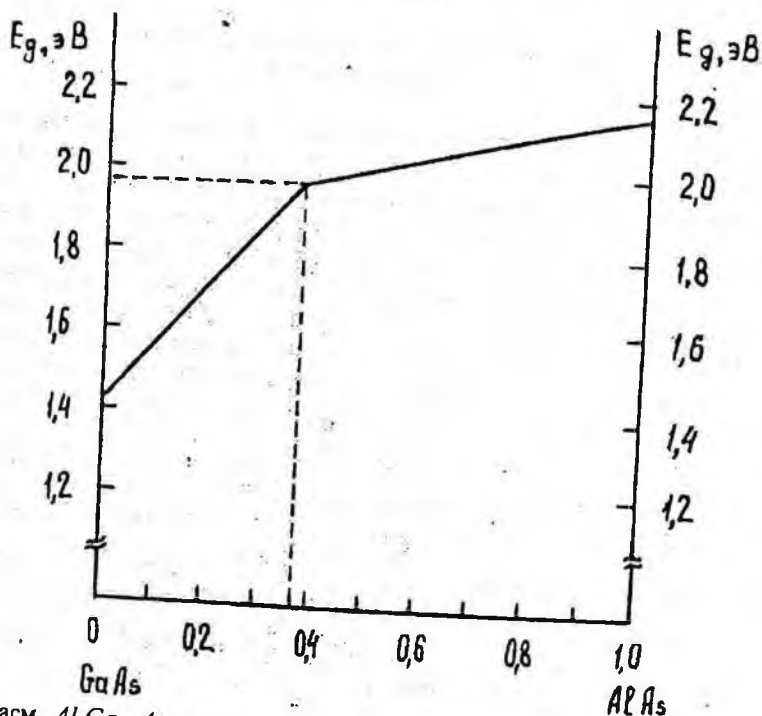
(14) – ифодадан кўринадикки ўзгарувчан тақикланган зонали кристалларда тақикланган зона градиенти ҳисобига асосий бўлмаган заряд ташувчиларнинг эффе́ктив диффузия узунлиги ортар экан.

§3. Арсенид галлий - арсенид алюминий тизимидаги гетероўтишлар.

Ҳоссалари идеал гетероўтиш хоссаларига яқин бўлган п-р ўтишлар олишда жуфт материаллар кўп шартларни каноатлантириши керак. Гетероўтиш ҳосил қилаётган ҳар иккала материалларнинг механик хоссалари, кристаллохимик, термик хусусиятлари ва энергетик структуралари бир – бирига яқин бўлиши керак. Гетероўтиш олиш учун материалларни танлашда, асосан, уларнинг қуйидаги параметрларига эътибор бериллади: кристалл панжара доимийси ва чизикли кенгайиш коэффи́циенти; тақикланган зона кенглиги ва электрон мойиллик: диэлектрик киритувчанлик ва синдириш коэффи́циенти. Кристалл панжара параметрларининг мос келмаслиги гетероўтиш чегарасида дефектлар ҳосил бўлишининг асосий сабаби ҳисобланади.

Параметрлари	Яримўтказгичли материал	<i>I-жадвал</i>	
		<i>GaAs</i>	<i>AlAs</i>
Тақикланган зона кенглиги, 300°K да, эВ		1,427	2,16
Эффе́ктив массаси	электронлар	0,066	0,11
	коваклар	0,04	0,4
Электрон ва ковакларни ҳаракатчанлиги, 300°K да, см ² /В сек	μ_n	10 000	1000
	μ_p	400	100
Диэлектрик киритувчанлик	Паст частоталарда (ϵ_0)	10,9	13,1
	Юқори частоталарда (ϵ_∞)	11,0	8,5
Панжара доимийси		5,654	5,661
Температуравий чизикли кенгайиш коэффи́циенти, 10 ⁻⁶ С ⁻¹		5,8	5,2
Электрон мойиллиги, эВ		4,07	-
Эриш температураси, °K		1511	1973
Зичлиги, г/см ³		5,316	3,6

Гетероўтишларни тайёрлашда ярим ўтказгичли бирикмалар ва улар асосидаги каттик қотишмаларини қўллаш кристал панжара параметрлари орасидаги фаркнинг камайишига олиб келади.



6-расм. $Al_xGa_{1-x}As$ каттик қотишмада тақикланган зона кенглигининг қотишма таркибига боғлиқлиги.

Биринчи марта академик Ж.И.Алферов бошчилигидаги лабораторияда суюқ фазадан йўналишли ўстириш методи билан арсенид галлий ва каттик қотишма $Al_xGa_{1-x}As$ тизимида хоссалари “идеал” гетероўтишга яқин бўлган гетероўтишлар олинган.

Гетероўтиш асосидаги ярим ўтказгичли қурилмаларда, асосан, $GaAs$ ва $AlGaAs$ ишлатилади. Шунинг учун бу қурилмаларнинг кўп параметрлари ва характеристикалари $GaAs$ ва $AlGaAs$ хоссаларига боғлиқ бўлади. 1-жадвалда $GaAs$ ва $AlAs$ ларнинг асосий параметрлари келтирилган.

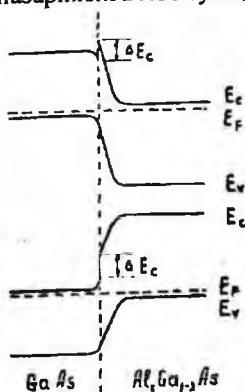
Арсенид галлий — арсенид алюминий тизимидаги p-n ва n-p гетероўтишларнинг зона энергетик диаграммалари 7-расмда кўрсатилган.

а) $nGaAs - pAl_xGa_{1-x}As$ гетероўтишлар

Бундай гетероўтишларнинг вольт-ампер характеристикалари тўғри йўналишда кучланиш берилганда қуйидагича ёзилади.

$$J = J_{o1} \exp\left(\frac{qV}{2kT}\right) + J_{o2} \exp\left(\frac{qV}{kT}\right) \quad (15)$$

Вольт – ампер характеристикасини бундай ифодаси ва температурага боғликлиги Шокли-Нойс-Саа назариясига мос тушади.



7-расм. Кескин анизотип $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$ p-п ва p-п гетероўтишларнинг зона диаграммалари.

Агарда n – арсенид галлийнинг концентрацияси 10^{18} см^{-3} дан катта бўлса, вольт – ампер характеристиканинг бошланиш қисмида токнинг кучланишга экспоненциал боғликлиги кузатилади.

$$J = J_o \exp\left(\frac{qV}{\epsilon_o}\right) \quad (16)$$

ϵ_o - нинг қиймати 77^0 К дан 300^0 К гача бўлган ораликда температурага боғлиқ бўлмайди.

Хона температурасидан юқори температураларда ϵ_o температурага қуйидагича боғланган

$$\epsilon_o = \eta kT \quad (17)$$

$$\eta = 1, 2 - 1, 3$$

ВАХ тўғри тармоғининг бундай кўринишда бўлиши ток ташувчиларнинг диагонал туннелланиш модели асосида тушунтирилади.

Бундай гетероўтишлардаги ток ўтиш механизми, тор зонали материал хажмий заряд қатламидаги иссиқлик генерацияси билан тушунтирилади. ВАХнинг тескари тармоғида токнинг кучланишига боғликлиги қуйидаги муносабатда бўлади.

$$J_{\text{тескари}} = -U^\gamma \quad (18)$$

ВАХ тескари тармоғининг кўриниши p-п гомоўтишникидек $30-400^0 \text{ К}$ температура интервалида $\gamma = 1$ бўлади. 400^0 К дан юқори температураларда $\gamma = 0,5$.

б) $pGaAs - Al_xGa_{1-x}As$

гетероўтишлар.

Бундай турдаги гетероўтишлар вольт – ампер характеристикаларида 300° к температура оралигида иккита экспоненциал тармоқ мавжуд бўлиб, улар куйидаги формула орқали характерланади.

$$J = J_{01} \exp\left(\frac{qV}{\eta_1 kT}\right) + J_{02} \exp\left(\frac{qV}{\eta_2 kT}\right) \quad (19)$$

Биринчи тармоқда $\eta_1 = 2$, иккинчи тармоқда $\eta_2 = 1,2 + 1,3$.

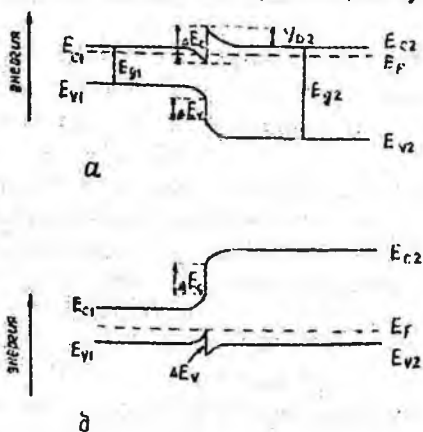
Хона температурасидан паст температураларда эса фақат битта тармоқ кузатилади $\eta_1 = 2$. Биринчи тармоқ хусусияти ҳажмий катламда заряд ташувчиларнинг рекомбинацияси орқали тушунтирилади. Ток ва кучланиш орасидаги боғланиш Шокли-Нойс-Саа модели орқали тушунтирилади.

p-n гетероўтишларда кенг зонали материал заряд ташувчиларининг концентрацияси 10^{17} см^{-3} дан катта бўлганда ток ўтиш механизмида вольт-ампер характеристиканинг бошланғич қисмида туннель эффекти асосий рол ўйнайди.

Вольт-ампер характеристиканинг тескари тармоғида бир нечта соҳалар кузатилади. Биринчи соҳада токнинг кучланишга боғлиқлиги: (18) формула каби $\gamma = 0,5 \div 0,6$

ВАХнинг кўриниши температурага, концентрацияга ва ҳажмий заряд катлами кенглигига боғлиқ бўлади.

p-n гетероўтишларда кичик кучланишлар соҳасида тескари ток қиймати тор зонали материалнинг ҳажмий заряд соҳасидаги ток ташувчиларнинг иссиқлик генерацияси орқали тушунтирилади. Тескари кучланишнинг ортиши билан, ҳажмий заряд кенглигининг ортишига қарамадан, тор зонали материал ўтказувчанлик зонасидан туннелланувчи заряд ташувчилар учун ΔE_c потенциал тўсиқ шаффофлиги ортади. Шунинг учун ВАХнинг тескари тармоғида токнинг кучланишга кескин боғлиқлик соҳаси кузатилади.



8-расм. Кескин изотип $nGaAs - nAl_xGa_{1-x}As$ (а) ва $pGaAs - pAl_xGa_{1-x}As$ (б) гетероўтишларнинг зона диаграммалари.

Кескин изотип $nGaAs - NAl_xGa_{1-x}As$ ва $pGaAs - PAl_xGa_{1-x}As$ гетероўтишларнинг зона диаграммалари 8-расмда кўрсатилган. Айнан шу расмларда кўрсатилган ўтказувчанлик зонасидаги узилишлар ΔE_c ва валент зонасидаги узилишлар ΔE_v квант ўралар, квант нуқталар ҳосил қилишда ва ўтапанжаралар тайёрлашда муҳим омил бўлиб хизмат қилади.

§4. Гетеротузилмаларни тайёрлаш технологиялари

Ҳозирги вақтда монокристалл ярим ўтказгич қатламларини ўстиришда ва турли хил яримўтказгичли қурилмаларни тайёрлашда суюқ фазадан йўналишли ўстириш усулидан кенг фойдаланилмоқда. Бу усул битта жараённинг ўзида яримўтказгичли материал ва кўп қатламли тузилмалар олиш имкониятини беради.

Асосан яримўтказгичли йўналишли қатлам, р-п гомо- ва гетероўтишлар асосидаги кўп қатламли тузилмалар олиш учун қуйидаги усуллардан фойдаланилади:

- 1) молекуляр-нур эпитақсия усули;
- 2) газ фазасидан ўстириш усули;
- 3) суюқ фазадан ўстириш усули.

Бу усуллар билан нисбатан паст температура ва босимларда яримўтказгичли монокристал қатлам ва асбоблар тизимини ўстириш мумкин.

Биринчи усулда яримўтказгич қатламларини юқори вакуумда $\sim 10^{-10}$ мм симоб устунида ўстирилади. Махсус вольфрамдан тайёрланган чанглагичларга киздириш йўли билан модда атом ёки молекулаларининг оқими ҳосил қилинади. Бу оқим юқори вакуумда йўналиши маълум бўлган тагликка ўтказилади. Ўстириш жараёни ЭХМ ёрдамида бошқарилади.

Молекуляр эпитақсия усулида нисбатан юпка, нанометрлар татибидаги қатламлар ўстирилади. Бу усул жуда мураккаб техник усқуналарни талаб этади. Жараёнлар юқори вакуум шароитида олиб борилади.

Биринчи гетероўтишлар газ фазасидан ўстириш усулида олинган. Лекин бу гетероўтишлар хоссалари “идеал” гетероўтишлар хоссаларидан фарк қилган. Электрон – ковак гетероўтиш тешилиш кучланиши кичик бўлган.

Ҳозирги вақтда суюқ фазадан ўстириш усули турли хил яримўтказгичли гетероўтиш асосидаги кўп қатламли тузилмалар олишда жуда кенг қўлланилмоқда. Бунинг сабаби бу усулда олинган р-п гетероўтишларнинг хоссалари “идеал” гетероўтишлар хоссаларига жуда яқин бўлганлиги, юқори кучланишли р-п гетероўтиш олинганлиги ва йўналишли қатлам ўстирадиган қурилманинг анча соддалигидир.

1. Суюқ фазадан йўналишли қатлам ўстириш.

Суюқ фазадан йўналишли қатлам ўстириш-кристаллографик йўналиши маълум бўлган тагликка суюқ аралашмали эритмадан яримўтказгичли кристалларни ўстириш усулидир. Бунда ўстирилган қатламни кристал-

лографик йўналиши таглик кристаллографик йўналиши билан бир хил бўлади.

Суюқ фазадан ўстириш усули, суюқ аралашмали эритмани тўйинтириш йўлларига қараб, синфларга бўлинади (9-расм). Қатлам ўстирадиган қурилмалар хилига қараб ўстириш берк ёки очик системада амалга оширилади. Очик системада ўстириш жараёни инерт газ атмосфераси оқимида берк системада эса кавшарланган ампулада амалга оширилган.

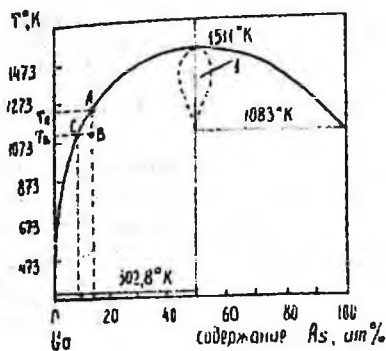


9-расм. Суюқ фазадан ўстириш усуллариининг асосий классификациялари.

Очик системада ўстириш жараёни инерт газ атмосфераси оқимида, берк системада эса кавшарланган ампулада амалга оширилади.

$Al_xGa_{1-x}As$ йўналишли қатламларни ва арсенид галлий – арсенид алюминий тизимидаги гетероўтишларни олиш усуллари 1968 йилда Америка олими Нильсон томонидан ишлаб чиқилган. Яримўтказгичли материалларни ўстиришда эритувчи сифатида эриш температураси пастрок бўлган металлдан фойдаланилади. Эритувчи металлни танлашда яна шунга эътибор бериш керакки, бу металл ўстирилаётган қатламнинг кристалланиш жараёнида ёт аралашма бермаслиги керак.

Арсенид галлий ва $Al_xGa_{1-x}As$ қатламларни ўстиришда металл-эритувчи сифатида тоза галлийдан фойдаланилди. Қисқача арсенид галлий қатлами ўстириш технологиясини қурайлик. 10-расмда галлий-мишьякнинг фаза диаграммаси кўрсатилган.



10-расм. Галлий-мишьяк фаза диаграммаси.

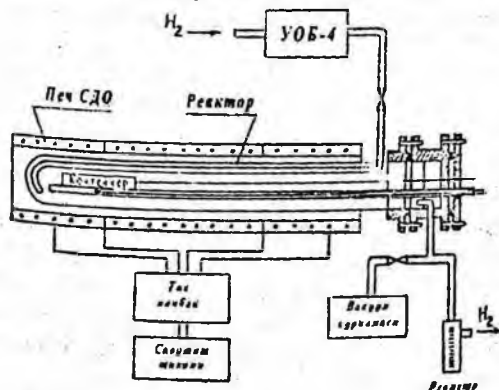
1-солидус соҳасининг шартли белгиланиши.

Агар X_A эритувчи аралашмани T_A температурагача киздириб, кейин арсенид галлий таглик билан туташтирсак, A нукта фазавий диаграмманинг ликвидус чизигида ётгани учун T_A температурада системада мувозанат сакланиб қолади. Системани B нуктагача совутсак, аралашма тўйинади ва ундан арсенид галлий ажралиб чикиб, тагликда юпка катлам ўса бошлайди. Ўсган катлам калинлиги суюқ аралашма ҳажмига, кристалланишнинг бошланғич температурасига, совутиш тезлиги ва интервалига боғлиқ бўлади.

Ўстирилган катлам сифатига куйидаги омиллар таъсир қилади: эритма-аралашмани совутиш тезлиги; бошланғич кристалланиш температураси; аралашма ҳажми ва таглик юзаси орасидаги муносабат; таглик юзасини ҳолати; жараёнда ишлатиладиган материалларнинг тозалиги; температуранинг бошқаришнинг аниқлиги; материалларнинг чизикли кенгайиш коэффициенти; жараёни давом этиш вақти ва бошқалар.

2. Йўналишли қатлам ўстирадиган қурилма.

11-расмда суюқ фазадан эпитаксиал қатлам ва гетероўтиш оладиган экспериментал қурилма схемаси тасвирланган.



11-расм. Эпитаксиал қатламларни ўстирадиган қурилма схемаси.

У қуйидагилардан ташкил топган: кварцдан тайёрланган горизонтал реактор, водородни тозалаш тизими (УОВ-4), вакуум олиш тизими, СДО-125/4А печи, улаш ва туташтириш материаллари, печни совутиш тизими. Кварц реактор печ ичида горизонтал эркин ҳаракатланиши мумкин. Бу реактор махсус маркали тоза оптик кварцдан тайёрланган.

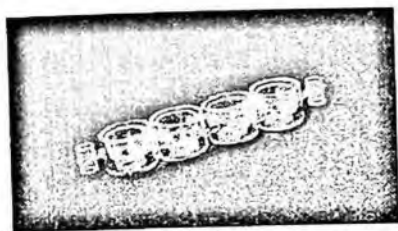
Реактор узунлиги 135 см, диаметри 6 см, реактор деворининг калинлиги 0,25 см. Унга водород узатиш учун диаметри 0,8 см бўлган ингичка кварц найча уланган. Системанинг герметиклигини зангламайдиган пўлат ва вакуум резина ёрдамида амалга оширилади. Тагликни аралашма-эритма остига суриш учун реактор ичига махсус молибден сим киритилган. Ўстириш жараёни тозаланган водород оқими атмосферасида ўтади. Водородни палладийли фильтр ёрдамида тозаланади.

Водород сарфининг тезлиги сезгир жумрак ёрдамида амалга оширилади. Водород узатиш тизимидаги тозалаш қурилмаси зангламас пўлатдан тайёрланади. Реакторнинг печ ичида ҳаракатланиши тишли узатиш тизими ёрдамида амалга оширилади.

Печнинг совутиш тезлиги механик редуция мосламаси ёрдамида бошқарилади. Бу мослама совутиш тезлигини 0,1-6 °C/мин интервалда ўзгартириш имконини беради. Совутишни максимал тезлиги печнинг инертлиги билан чегараланади. Электроника қурилмаси ёрдамида печдаги температура ўзгармас ҳолатда ушлаб турилади. Температуранинг ўлчаш хромель – алюминий термопараси (ТП) ёрдамида бажарилади. Бу термопара реактор ичига контейнер тагига кварц найча орқали киритилади. Контейнер кварц най ёрдамида махкамланади. Бу жараён температураси универсал рақамли вольтметр ёрдамида аниқланади. Температуранинг ўлчаш хатолиги 0,25 °C дан ошмайди. Термопаранинг совук нуқтаси дюардаги эрувчи музда ётади.

Қатлам ўстирадиган қурилмада иситгич сифатида саноат микёсида ишлаб чиқилган. СД-125/4А маркали диффузион печ ишлатилган. Унинг қуввати 20 кВт. Печнинг ички диаметри 8 см. Печнинг 35 см узунликдаги горизонтал участкасида температура ўзгариши 1 °C дан ошмайди. Ўстириладиган тузилма ёки қатламга қўйилган талабга мос равишда қурилма кенг температура интервалида ишлаши мумкин.

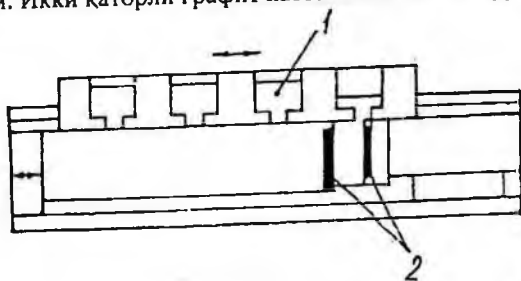
Таърибаларда кристалланишнинг бошланиш температураси 973 °K дан 1273 °K интервал оралиғида олинган. Легирланмаган арсенид галлий ўстириш учун тоза оптик кварцдан тайёрланган контейнер ишлатилади (12-расм). Кўп қатламли тузилмалар ва гетероўтишларнинг тайёрлаш учун эса графитдан тайёрланган икки қаторли кассетадан фойдаланилади. Графит кассеталар МПГ-8 маркали тоза графитдан тайёрланган. 13, 14-расмларда графит кассеталарнинг кўриниши ва тузилиши кўрсатилган.



12-расм. Оптик кварц контейнернинг ташқи кўриниши.



13-расм. Икки қаторли графит кассетанинг ташқи кўриниши.



14-расм. Эпитаксия жараёнида суюқ эритма қалинлигини ўзгартиришга имкон берувчи поршенли графит кассетанинг тузилиши.

3. Легирланмаган тоза арсенид галлий қатламини ўстириш.

Легирланмаган арсенид галлий ($n^0 - GaAs$ ва $P^0 - GaAs$) қатламини оптик кварцдан тайёрланган горизонтал реакторда тоза водород окимида ўстирилади. Кристалланиш жараёнини ярим чегараланган ҳажмда ёки маълум ҳажмдаги аралашма-эритувчида амалга ошириш мумкин. Кристалланиш вақтида эриган аралашмадан кристалланиш соҳасига зарралар диффузияси бўлади, тагликка эритувчида эриган моддалар тўла ўтириб қолади. Ўстириш керак бўлган қатламни қалинлиги қандай бўлиши кераклигига қараб маълум бир технологик режим олинади. Жуда кўп ҳолларда тоза арсенид галлий ўстиришда бошланғич кристалланиш температурасини $1223^{\circ}K$ градус олинган. Аралашма билан тагликни контактга келтириш учун реакторни маълум бурчакка айлантдирилади. Бунда суюқ аралашма иккита таглик орасига кириб қолади. Иккита таглик - арсенид галлийли пластиналар орасидаги масофа $0,05 \pm 0,2$ см гача олинган.

Тагликлар орасидаги масофа H билан ўстириладиган қатлам қалинлиги h бир - бири билан қуйидагича боғланган:

$$h = \frac{M_{GaAs}}{A_{Ga}} \cdot H \frac{d_{Ga}}{d_{GaAs}} \left(\frac{X_{As}^{Ga}}{1 - 2X_{As}^{Ga}} \right); \quad (20)$$

M_{GaAs} - арсенид галлийнинг моляр оғирлиги.

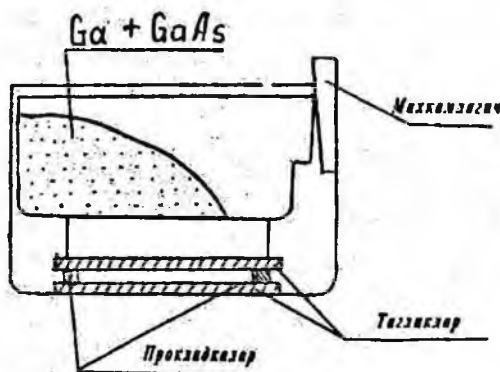
A_{Ga} - галлийнинг атом оғирлиги.

d_{GaAs} - арсенид галлийнинг солиштирма оғирлиги.

d_{Ga} - галлийнинг солиштирма оғирлиги.

X_{As}^{Ga} - берилган температурада тоза галлийда мишъякнинг эрувчанлиги.

15-расмда эпитаксиал ўстиришга тайёрланган кварц контейнери битта ячейкасининг схематик кўриниши тасвирланган.



15-расм. Кварц контейнерининг тузилиши ва унда тагликларнинг, суюк эритманинг жойлашиши.

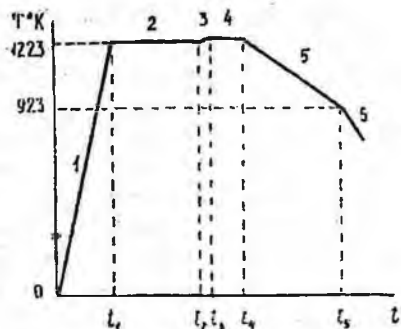
Таглик материал сифатида арсенид галлий монокристалли ишлатилган. Унинг концентрацияси $(5-9) \cdot 10^{15} \text{ см}^{-3}$, эритмада тўйинтирувчи сифатида тоза АГЧ-1 маркали арсенид галлий фойдаланилди. Эритувчига, яъни галлийга қанча арсенид галлий қўшиш кераклигини қуйидаги формуладан фойдаланиб ҳисобланади:

$$P = \frac{M_{GaAs} \cdot P_{Ga}}{A_{Ga}} \cdot X_{As}^{Ga}; \quad (21)$$

P_{Ga} - галлий оғирлиги.

X_{As}^{Ga} - ни қийматини тажрибалар асосида топилган тайёр жадвалдан олинади.

Кварц контейнерни реакторга қўйилгандан сўнг, унда -10^{-3} мм симоб устуни босимигача вакуум ҳосил қилинади. Ярим соат давомида реактор водород оқими билан ювилади. Кейин реактор печга киритилади. 16-расмда тоза арсенид галлий қатламини ўстиришнинг температура режими кўрсатилган. Ўстириш жараёни қуйидаги босқичлардан иборат:



16-расм. Легирланмаган арсенид галлий эпитаксиал қатламларини ўстиришнинг температуравий режими.

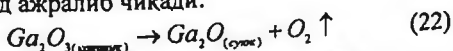
1. Печни ёкиш; 2. Аралашмани таглик билан контактга келтиргунча маълум вақт мобайнида ушлаб туриш; 3. Тагликни қисман эритиш; 4. Таглик билан аралашма-эритмани мувозанат ҳолатга келтириш; 5. Системани дастурланган совутиш; 6. 973 °K температурада печни учириш.

Реактордаги водород сарфини ўзгартириш орқали, яъни водород окими тезлигини бошқариш орқали ва аралашма-эритманинг термик ишлов вақтини ўзгартириш йўли билан легирланмаган p-тип ёки n-тип арсенид галлий олиш мумкин. Маълум технологик режимда бир жараённинг ўзида p⁰-n⁰ ўтиш олиш ҳам мумкин.

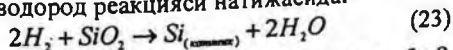
Кристалланиш температураси 1223 °K ва термик ишлов вақти 5-6 соат, водород сарфи 10-50 см³/мин бўлганда факат n⁰-арсенид галлий, водород сарфи 80 см³/мин дан катта бўлганда эса p⁰-арсенид галлий, водород сарфи 50-80 см³/мин бўлганда p⁰-n⁰ ўтишга эга бўлган қатламлар ўсади. Бундай ўсишнинг сабаби эпитақсия давомида тизимдаги аралашмалар характери билан тушунтирилади. Бундай аралашмалар кремний, кислород ва уларнинг комплекси Si_xO_y ва бошқалар бўлиши мумкин.

Эпитақсиал ўстириш жараёнида реактордаги кислород манбаи куйидагилар бўлиши мумкин.

1. Галлий юзасидаги Ga₂O₃ юқори температураларда эритмада эриш натижасида кислород ажралиб чиқади:



2. Кварц билан водород реакцияси натижасида:



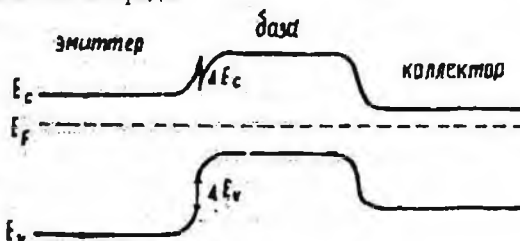
3. Тоза водороддаги сув буғлари микдори одатда, 5+9 ppm ни ташкил этади ва улар ҳам кислород манбаи бўлиши мумкин.

Легирланмаган арсенид галлий қатламларидаги ток ташувчилар концентрацияси ва ҳаракатчанлигини аниқлаш учун ўстириш жараёнида бир вақтнинг ўзида ток ўтказмайдиган (яримдиэлектрик) арсенид галлийли тагликларда арсенид галлий қатлами ўстирилади. Холл қурилмасида улардаги ток ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги ва концентрацияси ўлчанади.

III. ГЕТЕРОЎТИШЛИ ЯРИМЎТКАЗГИЧ АСБОВЛАР

§1. Кенг эмиттерли биполяр гетеротранзисторлар.

1951 йилда Шоқли томонидан эмиттер ўтишининг эффективлигини ошириш учун база соҳасига нисбатан тақикланган зонаси кенглиги катта бўлган эмиттерли транзистор тақлиф этилди. Бу кенг эмиттерли гетеротранзистор деб ном олди. Кенг эмиттерли гетеротранзисторнинг зона энергетик диаграммаси 17-расмда тасвирланган. Бундай транзисторда базадан кенг зонали эмиттерга ўтаётган коваклар учун мавжуд потенциал тўсик эмиттердан базага ўтаётган электронлар учун мавжуд потенциал тўсикка нисбатан анча каттадир. Ушбу ҳолат эмиттернинг бир томонлама инжекциясини таъминлаб беради.



17-расм. Кенг зонали эмиттерли транзисторнинг зона энергетик диаграммаси.

Кучайтириш коэффициентининг эмиттер токига боғланиши транзисторларнинг энг муҳим характеристикаларидан биридир. Одатда катта тоқлар соҳасида база ўтказувчанлиги ўзгаради. Бу эса эмиттер p-n ўтиши инжекция коэффициентининг камайишига олиб келади, натижада биполяр транзисторларнинг кучайтириш коэффициенти тоқ ортиши билан камайиб боради. Фақат кенг зонали эмиттергина инжекция коэффициентини доимий сақлаб туриши мумкин. Буни ушбу соддалаштирилган мулоҳазалар асосида янада ойдинлаштириш мумкин.

Гетероўтишларнинг идеал моделида тор зонали яримўтказгичдаги ва кенг зонали яримўтказгичдаги инжекцияланган заряд ташувчилар

тоқларининг нисбати $\exp\left(\frac{\Delta E_c + \Delta E_v}{kT}\right)$ экспонентага пропорционал бўлади.

Масалан, агар $\Delta E_c + \Delta E_v \geq kT$ бўлса, кескин эмиттер ўтишли p-p-p тузилма эмиттерининг эффективлиги (инжекция коэффициенти) қуйидагича ифодаланadi:

$$\gamma = \frac{I_{n3}}{I_{p3} + I_{n3}} = \frac{1}{1 + \frac{I_{p3}}{I_{n3}}} \approx 1 \quad (24)$$

Иккинчи томондан, эмиттерга нисбатан база соҳасининг кучлирок легирланиши имконияти Γ_6 - база қаршилигини камайтиради. Учинчидан, эмиттернинг камрок легирланиши эмиттер ўтиш сизими $C_{63} = \sqrt{N_3}$ ни ҳам пасайтиради. Бу эса транзисторни янада тезкоррок бўлишига олиб келади.

Транзисторнинг яна бир муҳим характеристикаси генерациянинг энг катта такрорийлиги ёки қувват бўйича кучайтириш коэффициентининг 1 га тенг бўлиб қоладиган такрорийликдир. Бу катталиқ транзисторнинг улаиш схемасига боғлиқ эмас.

Уни $v_{\text{макс}}$ деб белгиласак, $v_{\text{чег}}$ - чегаравий такрорийлик бўлса, у ҳолда

$$v_{\text{макс}} = \left(\frac{v_{\text{чег}}}{R_{\text{б}} C_{\text{к}}} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (25)$$

Бунда $C_{\text{к}}$ - коллектор ўтиши сизими, $R_{\text{б}} C_{\text{к}} = \tau_{\text{к}}$ коллектор занжири вақт доимийси. $R_{\text{б}}$ база қаршилигини камайтириш имконияти эса (бир ёки икки тартибга) тезкорликни кескин ошириб юборади. Мана шуларга асосланиб гетероўтишлар асосидасаги биполяр транзисторларга кизиқиш кучайди.

База соҳаси сифатида кремнийга нисбатан кенг зонали яримўтказгич, масалан, арсенид галлийдан фойдаланилса, тезкорлик ошади, ишчи температуралар кўтарилади.

База соҳасида заряд ташувчилар зичлиги -10^{18} см^{-3} ва база қалинлиги 0.1 мкм бўлган $n\text{-}(\text{GaAs})\text{-}n(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As})$ транзисторда ҳона температурасида база соҳасидан электроннинг ўтиш вақти $t_{\text{ув}} = \frac{ew^2}{2\mu kT}$ пикосекундларни ташкил

килади.

Кенг зонали эмиттерли транзисторлар бўйича эришилган асосий кўрсаткичлар ва параметрлар, шунингдек, уларнинг афзалликлари қуйидагилардан иборат:

1) Транзисторнинг статик кучайтириш коэффициенти $\alpha_0 = \gamma \text{sech}\left(\frac{w}{L}\right)$ базанинг w қалинлигининг L диффузион узунлиқга нисбати билан аниқланади. Умумий эмиттерли схемада α_0 кучайтириш коэффициентининг қиймати 13000 гача етган.

2) Транзисторнинг энг муҳим хусусияти α_0 кучайтириш коэффициентининг эмиттер токига боғлиқлигидир. Кичик тоқлар соҳасида кучайтириш коэффициенти ўтаётган ток катталигига боғлиқ ва инжекция даражаси ортган сайин ортиб боради. Чунки эмиттер ўтишнинг хажмий заряд соҳасидаги рекомбинацион жараёнлар токка боғлиқ бўлади. Агар кенг зонали эмиттер юқори даражада легирланган бўлса, кучайтириш коэффициентининг токка боғланишига туннелланиш токи муҳим хисса қўшади.

3) Қаралаётган транзисторларда кенг зонали эмиттер юқори инжекция даражалари соҳасида ҳам кучайтириш коэффициентини камайтирмайди. Базага киритилган асосий бўлмаган заряд ташувчилар зичлиги асосий заряд

ташувчилар зичлигидан катта бўлган холларда ҳам кучайтириш коэффициентини ўзгармас қолади.

4) Кенг эмиттерли гетеро-транзисторларда кучайтириш коэффициентини температурага суғ бoғланган, у температура ортиши билан силлик камаё боради.

5) Бундай транзисторларда эришилган чегаравий такрорийлик 25 ГГц га тенг бўлган.

6) База соҳасини бир неча юз ангстремгача торайтириш ва кескин гетероўтишлар ҳосил қилиши имконияти тезкорликни янада ошириш имкониятини очади. Бу ҳолда заряд ташувчиларнинг база орқали баллистик учиб ўтиши мумкин бўлиб қолади (электронлар тўқнашувга учрамайди), натижада электронлар тезлиги диффузиянинг энг катта тезлигидан ҳам анча катта бўлади. Кенг зонали эмиттерли кескин чегарали гетеротранзисторларда инжекцияланган электронлар қўшимча кинетик энергия олади, уларнинг тезлиги катта, баллистик учиб вақти кичик. Тажрибаларда $W_b \approx 0,025 + 0,1$ мкм бўлганда электронларнинг база орқали баллистик учиб ўтиши муҳим ўрин эгаллайди.

§2. Кенг эмиттерли гетеротранзисторларнинг частотавий хоссалари

Кенг зонали эмиттерли биполяр транзисторларнинг частотавий хусусиятларини яхшилашнинг принципиал томонларини кўриб чиқайлик. Бундай транзисторларнинг энг юқори генерация частотаси f_{max} қуйидаги формула орқали ифодаланади.

$$f_{max} = \frac{1}{4} \pi (r_b c_c \tau_{cc})^{-\frac{1}{2}} \quad (26)$$

Бу ерда:

r_b - база қаршилиги;

C_c - коллектор сифими;

Формуладаги τ_{cc} қуйидаги катталикларни ўз ичига олади:

$$\tau_{cc} = \tau_e + \tau_b + \tau_c + \tau_d \quad (27)$$

Бу ерда:

τ_e - эмиттер диоднинг заряд вақти,

τ_b - ток ташувчиларнинг базадан учиб ўтиш вақти

τ_c - ток ташувчиларнинг коллектор қатлаидан дрейф учиб ўтиш вақти

τ_d - коллектор диоднинг заряд вақти.

Эмиттер диоднинг заряд вақти эмиттер қаршилигининг сифимига кўпайтмасига тенг.

$$\tau_e = r_e C_e \quad (28)$$

Ҳомоўтиш асосидаги биполяр транзисторларда эмиттер ва база соҳаларни юқори даражада легирлаш эмиттер сифими C_e қийматининг юқори бўлишига олиб келади, тўғри кучланиш берилганда C_e қиймати янада юқорирок бўлади.

Гетероўтишли транзистор тизимларида τ_e кийматини эмиттер соҳани кам даражада легирлаш ва мос равишда C_e ни кичрайтириш орқали ҳам кескин камайтириш мумкин.

Гетероўтиш асосидаги биполяр транзисторларда τ_e нинг кийматини базадаги концентрацияни ошириш ва бир вақтнинг ўзида унинг калинлигини кичрайтириш орқали ҳам камайтириш мумкин. Агар база қатламида киришмалар бир хилда тақсимланган бўлса, яъни база соҳаси бир жинсли бўлса τ_e кийматини қуйидаги формуладан ҳисоблаш мумкин:

$$\tau_e = \frac{W_b^2}{2D} \quad (29)$$

W_b - база калинлиги,

D - базадаги асосий бўлмаган ток ташувчиларнинг диффузия коэффициентини.

Агар база қатламида киришмалар бир хилда тақсимланмаган бўлса τ_e ни қуйидаги ифодадан ҳисобланади:

$$\tau_e = \frac{W_b^2 \left(\ln \frac{N_{e0}}{N_{e1}} - 1 \right)}{\left(\ln \frac{N_{e0}}{N_{e1}} \right)^2} \quad (30)$$

N_{e0} - базадаги киришмаларнинг эмиттер яқинидаги концентрацияси, N_{e1} - базадаги киритмаларнинг коллектор яқинидаги концентрацияси.

(28) ифодадаги r_e - эмиттернинг дифференциал каршилиги бўлиб, қуйидагига тенг:

$$r_e = \frac{kT}{gJ_e} \quad (31)$$

Бу ерда:

k - Больцман доимийси, T - температура,

g - эмиттер чегарасида контакт ўтказувчанлик, $g = \frac{2J_e}{V_e}$

J_e - эмиттер токи.

C_e - эмиттер сифими қуйидаги формула орқали ифодаланади:

$$C_e = A_e \left(\frac{\epsilon_s N_e}{2V_e} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (32)$$

Бу ерда:

A_e - эмиттер юзаси,

ϵ_s - яримўтказгич материалнинг диэлектрик киритувчанлиги,

N_e - эмиттердаги киритмалар концентрацияси,

V_e - эмиттер ўтишдаги кучланиш.

Гетероўтишли транзисторларда τ_e ни ва эмиттер ўтишдаги кучланишни ҳисоблаш учун гетероўтиш ВАХ нинг тўғри тармоғидан фойдаланилади:

$$J = J_0 \exp \left(- \frac{qV}{\eta kT} \right) \quad (33)$$

Бу ерда:

q -электрон заряди.

гетероўтишларда $\eta = 1$ деб қабул қилинган.

Эмиттер ўтишининг заряд-разряд вақти τ_e нинг қийматини қуйидаги қуйидаги формуладан ҳисобланади.

$$\tau_e = \frac{1}{3} \frac{W_e^2}{\mu V_e} \quad (34)$$

Бу ерда:

W_e - эмиттер қалинлиги,

μ - ток ташувчилар ҳаракатчанлиги.

Коллектор диоднинг заряд-разряд вақти:

$$\tau_c = r_c \cdot c_c \quad (35)$$

r_c - коллектор қатлами қаршилиги, c_c - коллекторнинг сифими. У асосан

коллектор геометрияси орқали аниқланади. Амалда коллектор ўтишининг заряд-разряд вақти ток ташувчиларнинг дрейф тезликлари билан аниқланади ва жуда кичик қийматларга эга бўлади.

Шундай қилиб, база соҳасини кучли легирлаш имкониятидан фойдаланиб база қаршилигини кескин камайтириш ва аксинча кенг зонали эмиттер соҳасини кам легирлаш ҳисобига эмиттер сифимини камайтириш кенг эмиттерли биполяр гетеротранзисторларнинг частотавий характеристикаларини кескин яхшилаш имкониятини беради.

Юқоридагиларга асосланиб, транзисторларнинг сифат фактори бўлган f_{\max} гетероўтишли транзисторларда гомоўтишли транзисторларга нисбатан юқори бўлади деган ҳулоса келиб чиқади.

§3. Икки гетероўтишли транзисторлар.

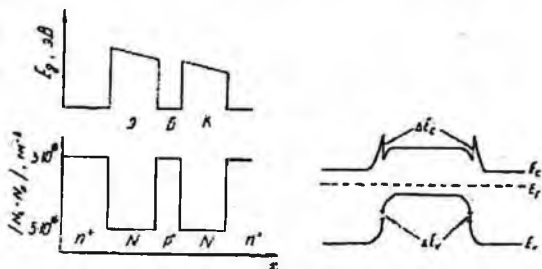
Ўта юқори частотали (ЎЮЧ) транзисторларнинг ишлаш принципини таҳлил қилиш шуни кўрсатадики, бу қурилмаларда арсенид галлий ва унинг бирикмалари асосидаги гетеротизимлардан фойдаланиш уларнинг асосий параметрлари ва характеристикаларини яхшилашга олиб келади. ЎЮЧ транзисторларни ва интеграл схемаларни тайёрлашда иккигетероўтишли транзисторлар алоҳида кизиқиш уйғотади.

Кенг зонали эмиттерли транзисторларда база соҳаси коллектор соҳасига нисбатан кучли легирланган бўлади, $N_b \gg N_c$. Шунинг учун транзистор тўйиниш режимида ишлаётганда базадан коллекторга ковакларнинг инжекцияси кучаяди. Оқибатда битта гетероўтишли транзисторлар калит режимида ишлаётганида уларнинг асосий параметрлари кескин ёмонлашади.

Кучли легирланган базадаги ковакларнинг коллекторга инжекциясини йўқотиш учун кенг зонали коллектордан фойдаланилади.

18-расмда икки гетероўтишли транзисторнинг зона энергетик диаграммаси тасвирланган.

Бу турдаги транзисторларда коллектор ўтиш сиғимини камайтириш учун коллектор соҳа кенг зонали кучсиз легирланган материалдан тайёрланади ($N_k \approx 10^{16} \text{ см}^{-3}$). База соҳа эса кучли легирланган ($P_b \approx 10^{18} + 10^{19} \text{ см}^{-3}$). Транзистор тўйиниш режимда ишлашга ўтаётганда коллектор база чегарасида электрон ва коваклар учун потенциал тўсик бир хил бўлмаганлиги учун базадаги ковакларнинг коллектор соҳага инжекцияси деярли бўлмайти.



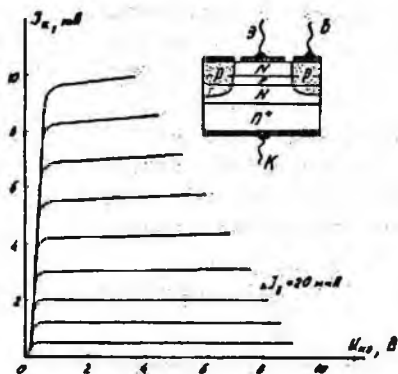
18-расм. Икки гетероўтишли биполяр транзисторнинг эмиттер, база, коллектор соҳаларида тақикланган зона кенглигининг (а), аралашмалар тақсимотининг (б) ўзгариши ва унинг зона энергетик диаграммаси.

Кенг зонали коллектор бир қатор афзалликларга эга бўлганлиги туфайли икки гетероўтишли транзисторлар электроника соҳасида, роботлар техникасида, рақамли ва интеграл схемаларда, ЭХМда ва бошқа соҳаларда кенг қўлланилмоқда.

Икки гетероўтишли биполяр транзисторларнинг асосий афзалликлари куйидагилардан иборат:

1. Транзистор тўйиниш режимда ишлаётганида базадан коллекторга коваклар инжекциясининг бўлмаслиги.
2. Интеграл схемаларда эмиттер-коллекторларни ўзаро алмаштириш мумкинлиги.
3. База ва коллекторнинг легирланиш даражаси бир-бирига боғлиқ бўлмайди. Бу қувватли ўта юқори частотали транзисторлар яратиш учун муҳим аҳамиятга эга.
4. Турдош транзисторларга нисбатан тўйиниш кучланишининг кичиклиги ва калит режимда кучланиш тушувининг паст бўлиши.

19-расмда икки гетероўтишли транзисторни схемага умумий эмиттерли ўланишдаги чиқиш характеристикалари тасвирланган.

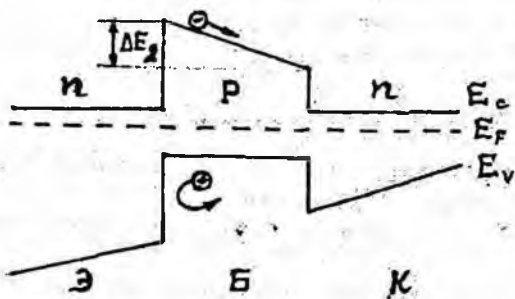


19-расм. Икки гетероўтишли транзисторнинг чиқиш ВАХ лари. (Умумий эмиттерли уланиш)

§4. Варизон биполяр транзисторлар.

n-p-n – биполяр транзисторларнинг асосий параметрларидан бири бўлган – тезкорлигини ошириш учун электронларни базадан учиб ўқиш вақти t_{yc} ни камайтириш керак. Буни кенглиги ўзгарувчан тақиқланган зонали – варизон тузилмалар ёрдамида амалга ошириш мумкин.

Варизон биполяр транзисторнинг зона энергетик диаграммаси 20-расмда тасвирланган.



20-расм. n-p-n варизон биполяр транзисторнинг зона энергетик диаграммаси.

Варизон n-p-n биполяр транзисторлар тузилмасида тақиқланган зона кенглиги коллектордан эмиттерга томон ортиб бориши натижасида асосий бўлмаган заряд ташувчилар учун ички қўшимча майдон E_1 ҳосил бўлади. Бу майдон бир томондан электронларни p – базадан учиб ўтишини тезлаштиради, иккинчи томондан базадан ковакларни эмиттерга инжекцияланишига қаршилик кўрсатади. Варизон базали биполяр транзистор

Н.Кремер томонидан таклиф қилинган. Варизон базадан электроннинг учиб ўтиш вақти $\tau_6(\Delta E_g)$ қуйидагича аниқланади:

$$\tau_6(\Delta E_g) \approx \frac{d_6}{2\mu E} = \frac{d_6^2 q}{2\mu \Delta E_g} \quad (36)$$

d_6 - база қалинлиги

ΔE_g - база қалинлигида тақиқланган зона кенглигининг ўзгариши

μ - заряд ташувчиларнинг ҳаракатчанлиги

q - электрон заряди.

Масалан, $Al_xGa_{1-x}As$ варизон кристалл учун $\Delta E_g = 0.25$ эВ бўлганда хона температурасида электроннинг базадан учиб ўтиш вақтини 5 мартага камайтиради.

§5. Гетероўтишлар асосидаги импульс транзисторлари.

Коллектор-база кучланиши 200-300 В дан юқори ва 1 А дан катта бўлган тоқларда ишлайдиган транзисторларни юқори қувватли катта кучланишли транзисторлар дейилади. Бундай транзисторлар асосан калит режимида ишлатилади. Очиқ ҳолатда коллектор токи қиймати юқори қийматга эга бўлган ҳолда, берк ҳолатда коллектор ўтиш юқори кучланишга бардош бериши керак.

Биполяр транзисторларда, худди қувват диодларидаги каби бир вақтнинг ўзида ток ва кучланишни орттириш мумкин эмас, чунки коллектор ўтишдаги тешилиш кучланишини ошириш учун коллектордаги ток ташувчиларнинг концентрациясини камайтириш, коллектор соҳанинг қалинлигини эса ошириш керак. Бу эса ўз навбатида J_k коллектор тоқининг камайишига, тўйиниш қаршилиги ва улаб-ўчириш вақтининг ортишига олиб келади. Шунинг учун юқори кучланишли биполяр транзисторларда тезкорлик ва кучайтириш коэффициенти нисбатан кичик бўлади.

Юқори қувватли биполяр транзисторларда ток ва қувватни орттириш асосан тузилманинг ишчи юза сатҳини ва эмиттер периметрини ошириш ҳисобига эришилади.

Арсенид галлий – арсенид алюминий тизимидаги импульс транзисторларининг зона диаграммаси кенг зонали эмиттерли транзисторларники каби бўлади.

$n^+ - n^0 - p - N$ тизимли транзисторларда коллектор соҳасининг қалинлиги мўлжалланган кучланиш учун $n^0 - p$ – коллектор ўтишдаги ҳажмий заряд кенглигини ҳисобга олган ҳолда танлаб олинади.

$$W = W_0 \sqrt{1 + \frac{V_{\text{теши}}}{V_D}} \quad (37)$$

W_0 - кучланиш берилмагандаги $n^0 - p$ ўтишдаги ҳажмий заряд кенглиги,

$V_{\text{теши}}$ - тешилиш кучланиши, V_D - диффузия потенциали.

Мазкур импульс транзисторларнинг ишчи кучланиши киймати $U_{к}$ асосан коллектордаги электронлар концентрацияси билан белгиланади. Ҳозирги пайтда гетероўтишлар асосида коллектор – эмиттер кучланиши 500 В бўлган 15 А импульс токида ишлайдиган транзисторлар яратилган.

Транзисторларнинг ишлаш принциpidан маълумки, транзисторнинг статик кучайтириш коэффициенти базанинг қалинлиги $W_б$ ва базадаги асосий бўлмаган заряд ташувчининг диффузия узунлиги L билан аниқланади.

$$\beta = \gamma \operatorname{sech} \left(\frac{W_б}{L} \right) \quad (38)$$

γ - эмиттер инжекциясининг самарадорлиги.

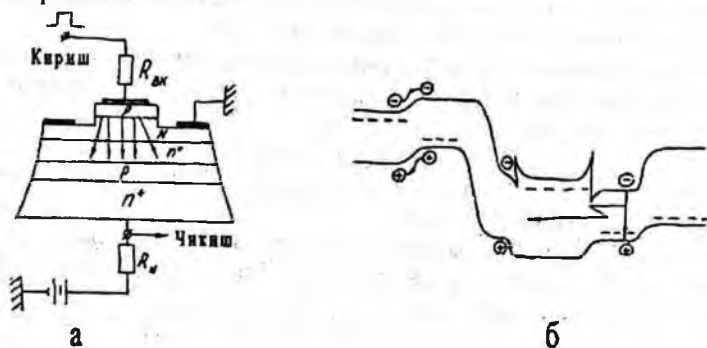
Легирланмаган p-GaAs базадаги электронларнинг диффузия узунлиги киймати ток зичлиги $j \sim 10 \text{ A/cm}^2$ бўлганда $L_n = 60 \div 75 \text{ мкм}$ ни ташкил этади. Бу эса ўз навбатида юкорида кўрилган транзистор тузилмаларида база соҳаси нисбатан қалин бўлганда ҳам статик кучайтириш коэффицентининг киймати анча юкори бўлишини таъминлайди. Бироқ ушбу транзисторда кучсиз легирланган база областидан фойдаланганлиги учун эмиттер токининг қисилиш эффекти туфайли кучайтириш коэффициенти ток ортиши билан камаю бошлайди.

$U_{к}$ кучланиши катта ва кучайтириш коэффициенти юкори бўлган транзисторларни яратиш анча мураккаб масаладир. Шунинг учун амалда транзистор параметрларига қўйилган талабларга асосан оптимал вариант танлаб олинади.

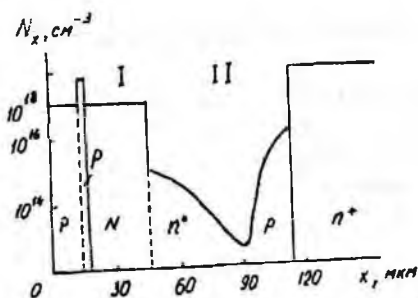
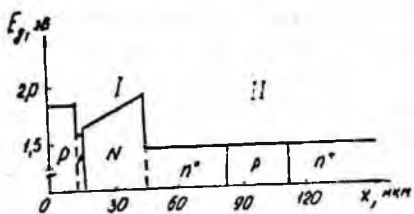
§6. Фотон-инжекцион транзисторлар.

Фототранзистор ва нур чиқарувчи гетеродиоддан иборат тузилмага фотон-инжекцион транзистор дейилади (21-расм).

Фотон-инжекцион транзисторнинг зона энергетик диаграммаси 21б-расмда тасвирланган.



21-расм. Фотон-инжекцион транзисторнинг схемага уланиши ва зона энергетик диаграммаси



22-расм. Фотон-инжекцион транзистор тузилмаси қатламларида зона кенлигининг ва аралашмалар тақсимотининг ўзгариши.

Транзисторнинг ишлаш принципи қуйидагича. Кириш электр сигнали аввал гетеродиодда ёруғликка айлантирилади. Сўнгра бу ёруғлик коллектор ўтишида қайтадан электр сигналга айлантирилади. Бунда чиқиш токи кириш токидан катта бўлади. Яъни ток кучайтирилади. Нур чиқарувчи гетеродиодда ток бўлмаганда $N-p^0-p^0-n^+$ тизим берк ва ток $J_{\text{чек}} = 0$. Нур чиқарувчи диодга тўғри кучланиш берилганда нур чиқарувчи диод базасида хаддан ташқари кўп ковак ва электронлар йиғилади. Электрон ковак жуфтлар базада рекомбинацияланади. Натижада гетеродиод базасидан фотонлар оқими нурланади. Бу фотонларнинг бир қисми p^0 - коллектор қатламга етиб келади ва унда ютилади. Бунинг натижасида p^0 - коллектор қатламида электрон-ковак плазмаси генерацияланади. Ташқи электр майдон таъсирида ёруғликдан генерацияланган электронлар p^0 соҳадан N - қатламга ўтади, коваклар эса тесқари кучланиш берилган коллектор ўтиш йўналишида ҳаракатланади ва p - r ўтиш майдони таъсирида транзисторнинг p^0 - базасига ўтади. Базада квазинейтрал ҳолатни сақлаш учун p^+ - эмиттер электронларни инжекциялайди. Бу электронларнинг бир қисми базадан ўтиб коллекторга етиб келади. Натижада $N-p^0-p^0+n^+$ - тизими орқали $J_{\text{чек}}$ ток оқиб ўтади. Одатда $J_{\text{чек}}$ токнинг қиймати $J_{\text{сир}}$ ток қийматидан катта бўлади.

Фотон-инжекцион транзисторнинг чиқиш занжиридан ўтаётган ток қуйидагича ёзилади.

$$J_{\text{чек}} = J_0 \frac{\alpha_1}{1 - \alpha_2} \quad (39)$$

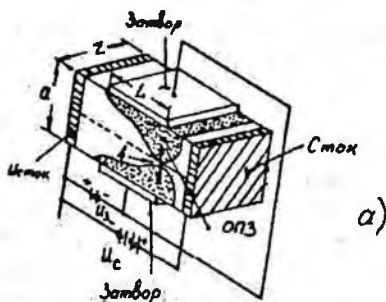
α_1 ва α_2 - умумий базали схемада транзистор таркибий оптик ва биполяр ташкил этувчиларининг ток узатиш коэффициентлари.

Фотон-инжекцион транзисторларда коллектор токининг ортиш ва камайиш вақти 100 нс дан ошмайди. Одатдаги юкори кучланишли биполяр транзисторларда токни орттириш, асосан, транзистор ишчи юзасини ва периметрини ошириш хисобига эришилади. Кўрилатган транзисторда эса кам легирланган коллектор қаршилигининг ўзгариши (коллектор модуляцияси) туфайли юкори ток кийматига эришиш мумкин.

§7. Гетероўтишлар асосидаги майдон транзисторлари

Гетероўтишларнинг майдон транзисторларида қўлланиши транзисторларнинг барча параметрлари ва характеристикаларини сезиларли даражада яхшиланишига олиб келади. Хозирги вақтда гетероўтишли майдон транзисторлари энг тезкор транзистор хисобланади.

Затвори р-п ўтишли ёки Шоттки тўсикли бўлган майдон транзисторларининг (23-расм) асосий характеристика ва параметрлари куйидагилар:



23-расм. Шокли томонидан таклиф этилган майдон транзистори модели

1. Транзистор вольт- ампер характеристикаси (ВАХ) нинг тиклиги $-S$

$$S = \left. \frac{\partial J_n}{\partial U_{M3}} \right|_{U_n = \text{const}} \quad (40)$$

Бу ерда:

J_n - пайнов токи;

U_{M3} - манбаа билан затвор орасидаги кучланиш;

U_n - манба билан пайнов орасидаги кучланиш.

ВАХ нинг тиккалиги S майдон транзисторларининг кучайтириш хоссаларини ифодалайди.

2. Майдон транзисторининг чиқиш ўтказувчанлиги

$$G = \left. \frac{\partial J_n}{\partial U_{M3}} \right|_{U_{M3} = \text{const}} \quad (41)$$

транзистор очик холда ($U_{M3} = \text{const}$) пайнов ва манба орасидаги қаршилиқка тесқари катталикдан иборат.

3. Майдон транзисторларидаги ғўйиниш токи

$$J_{\text{нов}} = \frac{E\mu_n W}{2\alpha L_3} (U_{M3} - U_0) \quad (42)$$

Бу ерда:

ϵ - яримўтқазғич материалнинг диэлектрик сингдирувчанлиги.

W - канал кенглиги

L_3 - затвор узунлиги

α - канал узунлиги (манба ва пайнов орасидаги масофа)

Энг катта тиклик

$$S_{\text{max}} = \left. \frac{\partial J_{\text{нов}}}{\partial U_{M3}} \right|_{U_{M3} = \text{const}} = \frac{E\mu_n W}{\alpha L_3} (U_{M3} - U_0)^2 \quad (43)$$

4. Майдон транзисторларда ток бўйича кучайтиришнинг чегаравий частотаси

$$\nu_m = \frac{S_m}{2\pi C_{3M}} = \frac{W_n}{2\pi L_3^2} (U_{M3} - U_0) \quad (44)$$

C_{3M} - затвор манба сифими

ν_m - катталик транзисторнинг тезкорлигини аниқлайди.

Юқоридаги ифодалардан кўринадики транзисторнинг кучайтириш коэффициентини ва тезкорлигини ошириш учун каналдаги заряд ташувчилар харакатчанлиги μ_n каттарок бўлиши, канал узунлиги L_3 қисқарок бўлиши керак.

Юқори частоталарда майдон транзисторларда асосан каналнинг иссиқлик шовқинлари транзисторнинг шовқин характеристикаларини белгилайди. Шовқин токининг флукутацияси каналдаги заряд ташувчиларнинг концентрацияси ва харакатчанлигига боғлиқ бўлади.

Каналдаги заряд ташувчилар харакатчанлиги қанча юқори бўлса, майдон транзисторларининг шовқин коэффициентини шунча кичик бўлади. Шоттки затворли майдон транзисторларда канал таглик чегарасида харакатчанлик пасаяди, ВАХ тиклиги камаяди. Майдон транзисторларида шовқин характеристикасини яхшилаш учун кам легирланган, юқори қаршилиқли арсенид галлий ва тақиқланган зона кенглиги катта бўлган AlGaAs оралик катламларидан фойдаланилади.

Тор зонали GaAs ва кенг зонали $Al_xGa_{1-x}As$ гетерочегарасидаги ΔE_c потенциал тўсиқ электронларнинг каналдан тагликка ўтиб кетишига тўскинлик қилади.

Бунинг натижасида канал соҳа чегарасида ҳаракатчан заряд ташувчиларнинг зичлиги ортади, натижада кесилиш кучланиши яқинида ВАХ тиклиги ортиб кетади, лекин шовкин коэффиенти ортмайди.

Юқорида кўрилган транзисторларда $\nu=4$ ГГц частотада шовкин коэффиенти 1,15 децибелл, кучайтириш коэффиенти $G=11,6$ дБ, $\nu=12$ ГГц да шовкин коэффиенти 2,6 дБ, ($G=8,7$ дБ).

Майдон транзисторларида затвор сифатида р-п гетероўтишдан фойдаланилса, затвор тўғри кучланишининг катта қийматига эриши мумкин. Бу эса транзисторнинг тезкорлигини оширади. Амалда технология жихатидан керакли ўлчамдаги юпка р-соҳани олиш анча мураккаб. Агарда затвор сифатида кенг зонали $Al_xGa_{1-x}As$ материалидан фойдаланилса, у ҳолда канал узунлигини янада қисқартириш имконияти туғилади.

Бундай транзистор, ярим изоляцияловчи арсенид галлий тагликка ўстирилган 5 та қатламдан иборат. 1-легирланмаган GaAs ёки $Al_xGa_{1-x}As$ оралиқ қатлам (буфер қатлам) қалинлиги 1.2 мкм; 2-канал (n-GaAs) қатлам қалинлиги -0.13 мкм; 3- p^+ -GaAs қатлам қалинлиги 200 Å; 4-р- $Al_xGa_{1-x}As$ қатлам қалинлиги 0.3 мкм; 5- p^+ -GaAs қатлам қалинлиги -0.3 мкм. Шунини таъкидлаш жоизки оралиқ (буфер) қатлам таглик сиртидаги нуқсонларни йўқотиш учун махсус ўстирилади.

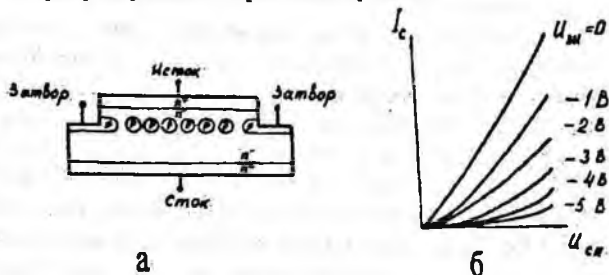
Бешинчи кучли легирланган қатлам контакт қаршилигини камайтириш учун ўстирилган.

Бундай тузилишдаги майдон транзисторлари канал қатламидаги электронлар учун хона температурасида эришилган энг катта ҳаракатчанлик:

$$\mu_n = 9 \cdot 10^3 \frac{cm^2}{B \cdot c}; \text{ суюқ азот температурасида } - 2 \cdot 10^5 \frac{cm^2}{B \cdot c}.$$

§8. Вертикал майдон транзисторлари.

Одатдаги майдон транзисторларида ток, каналнинг горизонтал текислиги бўйлаб оқиб ўтади. Вертикал майдон транзисторларида эса ток канал текислигига вертикал йўналишда оқади (24-расм). Вертикал тизимли майдон транзисторлари қуйидаги афзалликларга эга:



24-расм. Вертикал майдон транзистори тузилмасининг кесими (а) ва манба-пайнов характеристикалари оиласи (б).

1. Канал узунлигини кескин қискартириш имконияти мавжуд.
2. Параллел каналлар сонини кўпайтириш ва транзисторнинг ишчи юзасини орттириш мумкин. Бу эса ўз навбатида қурилманинг қувватини янада ошириш имкониятини яратади.

3. Кириш ва чиқиш қаршиликлари минимумга келтирилади.

4. Чиқиш қаршилигининг кескин қамайтирилиши ҳисобига тескари боғланиш коэффиценти жуда кичик бўлади. Шунинг учун вертикал майдон транзисторларида тўйиниш токи вужудга келмаслиги ҳам мумкин.

Вертикал майдон транзисторларидаги кучланиш бўйича кучайтириш коэффиценти $\mu = \frac{\Delta U_{sm}}{\Delta U_m}$ ни полуэмпирик формуласи қуйидагича ёзилади.

$$\mu = 2,5 \exp\left(\frac{\pi L}{a}\right) - 1 \quad (45)$$

Бу ерда:

L - канал узунлиги;

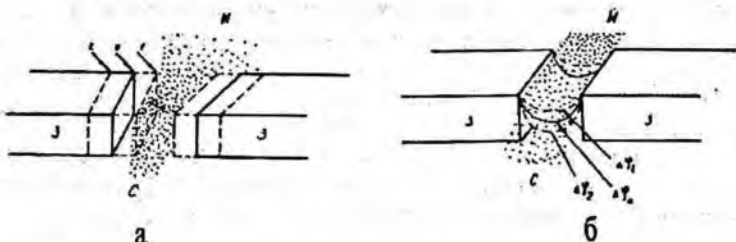
a - канал кенглиги.

Вертикал транзисторларда юқори частоталарда ҳам катта қувватларни бошқариш мумкин. Шунинг учун бундай транзисторлар юқори частотали ва шунингдек товуш сигналларини қувват бўйича кучайтирувчи кучайтиргичларда ишлатилмоқда.

Вертикал майдон транзисторларининг ўзига хос ажойиб хусусиятларга эга бўлган икки тури мавжуд.

Биринчи турдаги вертикал майдон транзисторлари пентодсимон ВАХ га эга ва уларнинг ишлаш принципи Шокли модели асосида тушунтирилади. Яъни транзистор каналининг ток ўтказувчи (беркитилмаган) қисми қаршилигини бошқариш ҳисобига ишлайди.

Иккинчи тур вертикал майдон транзисторларда эса ВАХ триодсимон бўлади. Яъни манба-пайнов кучланиши ортиши билан манба токи экспоненциал орта боради. Таъкидлаш жоизки, бу ток каналдаги мавжуд потенциал тўсиқдан электронларнинг ошиб ўтиши натижасида ҳосил бўлади ва бундай принцип асосида ишлайдиган транзисторлар статик индукцияли транзисторлар деб аталади. Потенциал тўсиқ каналдаги ҳажмий заряд қатламларининг бир-бирига жуда яқинлашиши ва хаттоки туташishi натижасида каналнинг шу қисмида электронлар билан камбағаллашган соҳанинг вужудга келиши билан тушунтирилади (25-расм). Бу потенциал тўсиқ $n^+ - n^0 - n^+$ тузилмаларда ҳосил бўладиган изотип потенциал тўсиқка ўхшаб кетади.



25-расм. Шокли (а) ва статик индукцияли (б) транзисторларнинг ишлаш таъмойиллари.

Ток билан кучланиш ўртасидаги бундай экспоненциал боғланишнинг физикавий сабаби эса манбадаги U_m кучланишнинг каналдаги тўсиқни ΔU_T га камайтиришидир.

$$\Delta U_T \approx \frac{L_1}{L_2} \cdot \Delta U_m \quad (46)$$

L_1 - манба билан затвор орасидаги масофа;

L_2 - пайнов билан затвор орасидаги масофа;

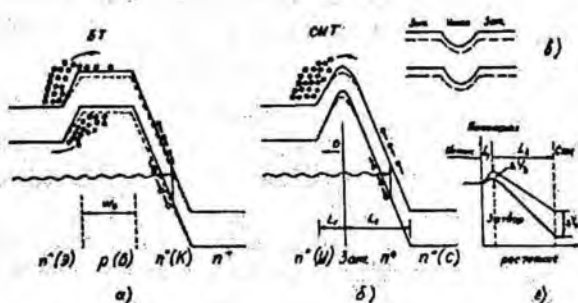
ΔU_m - пайновдаги кучланишнинг ўзгариши.

Қурилмадан ўтаётган ток учун қуйидаги ифодани ёзиш мумкин:

$$J \sim \exp\left(\frac{q\Delta U_T}{kT}\right) \approx \exp\left(\frac{qL_1\Delta U_m}{kTL_2}\right) \quad (47)$$

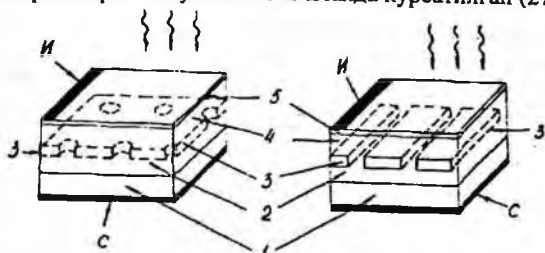
Юқори тоқларда каналдаги электронлар зичлиги ионлашган донорлар зичлигига нисбатан катта бўлади. Бу ҳолдаги токнинг физикавий маъноси хажмий заряд билан чегараланган токка бориб такалади. Бу эса ўз навбатида токнинг шу соҳада тахминан чизикли ортиб боришини таъминлайди.

26-расмда статик индукцияли транзисторнинг зона энергетик диаграммаси тасвирланган.



26-расм. Биполяр n-p-n ва статик индукцияли транзисторларнинг зона энергетик диаграммаси (а, б), потенциал тўсикнинг ўзгариши (в, г).

Статик индукцияли транзистор 1950-йили япон физиги Ж.Нишизава томонидан ихтиро қилинган ва 1975-йили кремний асосида тайёрланган. AlGaAs – GaAs гетеротузилмалар асосидаги статик индукцияли транзистор 1987 йили яратилган ва улар асосида юқори самарадорликка эга бўлган тезкор фотодиодлар тайёрлаш мумкинлиги амалда кўрсатилган (27-расм).



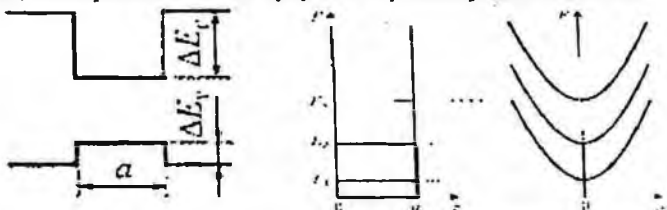
27-расм. GaAs – Al_xGa_{1-x}As тизимида затвори кўмилган майдон транзисторларининг турли кўринишлари.

Шундай қилиб, одатдаги Шокли типидagi майдон транзисторларида затвор кучланиши ўзгариши билан фақат каналнинг кенглиги ўзгаради. Статик индукцияли транзисторларда эса затвор кучланиши ўзгариши билан каналдаги тўсик баландлиги ўзгаради (26-расм).

IV. НАНОЭЛЕКТРОНИКАГА КИРИШ.

Кириш

Электроника сохаси ривожланиб тараққий этиб бориши натижасида микроэлектроника вужудга келди. Албатта, микроэлектроника ўлчамларнинг кичрайиши, ёки аниқроғи микронли ўлчамларга ўтилиши муносабати билан шаклланиб борди. Ўз навбатида микроэлектроника негзида наноэлектроника шаклланиб бормокда. Лекин, шуни таъкидлаш жоизки, наноэлектроника биргина ўлчамларнинг кичрайиши, яни микрон ўлчамлардан нанометрли, наносекундли ўлчамларга ўтишнинг ўзигина эмас. Наноэлектроникада, биринчи гада, электроннинг квант хусусиятларидан фойдаланилади.



28-расм. Квант ўра, квант нуқталардаги потенциал тўсик ва у ерда ҳосил бўладиган дискрет энергетик сатҳлар.

Икки ўлчамли электрон газ.

Маълумки, макроскопик масштабларда ва юқори энергияларда электрон классик заррача деб қаралади. Вакуумдаги ёки исталган бирон-бир фазодаги электрон эркин электрон деб аталади. Бундай электронлар тўплами электрон булут, электрон газ дейилади. Фазодаги эркин электроннинг учта эркинлик даражаси бор. Бундай электрон x, y, z ўқлари бўйлаб бемалол эркин ҳаракат қила олади. Бундай электрон газ ҳам ўз навбатида уч ўлчамли электрон газ деб аталади. Масштабига боғлиқ равишда тузилма ноль ўлчамли (0D) ёки уч ўлчамли (3D) ҳисобланади.

Бу ерда D -dimension —ўлчам, массив, ўлчов, катталиқ хажм сўзларининг биринчи ҳарфи бўлиб, унинг олдидаги рақам эса тузилма геометрик ўлчами тартибини билдиради.

Агар бундай электроннинг ҳаракатини бирон-бир йўналиш бўйича чегараласак унинг эркинлик даражаси 2 та бўлиб қолади, яни энди бундай электрон 2 йўналиш (x, y) бўйича эркин ҳаракат қила олади. Бундай электрон газ эса икки ўлчамли электрон газ деб аталади. Квант ўралар ўлчамлари бир йўналиш бўйича бир нечта қатор атом оралигидаги масофа тартибида бўлади, қолган икки йўналиш бўйича эса ўлчам макроскопик қийматга эга бўлади. Бу икки ўлчамли (2D) электрон газдир.

Амалда икки ўлчамли электрон газ N - n - N тузилмаларда ва мос равишда икки ўлчамли ковак гази эса P - p - P тузилмаларда ҳосил қилинади. Бунда 2D электрон (ковак) гази тор зонали яримўтказкичда жойлашган бўлади ва у

икки томондан кенг зонали яримўтказгич материали билан чегараланган. Гетероўтишлар чегарасида ҳосил бўладиган узилишлар (ΔE_c) ҳар икки томондан тор зонали яримўтказгичдаги электронларни чегаралайди, яъни, потенциал тўсик, девор бўлиб хизмат қилади. 2D ковак гази мисолида ΔE_v шундай вазифани бажаради (28-расм).

Шундай қилиб, квант ўрада гетероўтишлар текислигида ётадиган x , y ўқлари бўлиб электрон эркин ҳаракат қила олади. Гетероўтишлар текислигига тик бўлган z ўқи йўналишида эса электроннинг ҳаракати чегараланган, энергияси квантланган. Бу йўналишда электрон энергияси қуйидаги дискрет қийматларни қабул қилади:

$$E_n = (hn/a)^2 / 2m \quad (48)$$

Бу ерда n -электроннинг эффектив массаси, a -квант ўра кенглиги, тор зонали яримўтказгич қатлами қалинлиги. Бу ерда шу нарса ни тақрорлашни истар эдикки, квант ўранинг чуқурлиги реал гетероўтишларда ΔE_c потенциал тўсикнинг баландлиги билан аниқланади. Квант ўранинг геометрик ўлчами, жумладан, кенглиги тор зонали яримўтказгичнинг қалинлиги билан аниқланади. Агарда бу қалинлик маълум бир ўлчамдан катта бўлиб кетса, y ерда квант ўра ҳосил бўлмайди. Бу ҳолда электрон уч ўлчамли эркин электрон бўлиб ҳисобланади.

Назарий ҳисоблашларда потенциал ўранинг чуқурлиги чексиз деб қаралади. Амалда эса, чуқурлик ΔE_c ва ΔE_v лар билан аниқланади. Бундан ва (48) формуладан шу нарса аён бўладики, потенциал ўра кенглиги – тор зонали яримўтказгичнинг қалинлиги бир неча нанометр тартибида бўлади.

Квант ўрадаги электроннинг тўлиқ энергияси дискрет – узлуксиз спектрга эга бўлади:

$$E = E_n + (P_x^2 + P_y^2) / 2m \quad (49)$$

Бу ерда P_x , P_y -электрон импульсининг x , y ўқлари йўналишларидаги ташкил этувчилари.

Бир ўлчамли электрон газ.

Агарда эркин электроннинг ҳаракатини 2 йўналиш бўйича чегараласак, энди y фақат бир йўналиш бўйича эркин ҳаракат қила олади ва унинг эркинлик даражаси 1 га тенг бўлади. Мос равишда бундай электрон газ 1 ўлчамли электрон газ дейилади. Бундай тузилмалар квант симлар (КС) ёки квант иплар (КИ) деб аталади. Бунда ўлчамлар икки йўналиш бўйича бир неча атомлар орасидаги масофага тенг бўлади. Учинчи йўналиш бўйлаб эса ўлчам макроскопик қийматга эга бўлади. Бу йўналиш бўйича бир ўлчамли (1D) электрон газ ҳаракат қилади. Квант ипларда (y , z) йўналишларда электронларнинг ҳаракати чегараланган, мос равишда квантланган ва энергия дискрет қийматларга эга (48-ифода). x -ўқи бўйлаб электрон эркин ҳаракат қила олади. Шундай қилиб, КИ бўйлаб ҳаракатланаётган электроннинг тўлиқ энергияси ҳам дискрет – узлуксиз спектрга эга бўлади:

$$E = E_m + P_x^2 / 2m \quad (50)$$

Ноль ўлчамли электрон газ. Квант нуқталар

Агарда электроннинг харакатини уччала йўналиш бўйича чегараласак, энди у ҳеч бир йўналиш бўйича эркин харакатлана олмайди. Унинг эркинлик даражаси нолга тенг бўлади. Мос равишда бундай электронлар нол ўлчамли электрон газ деб аталади. Амалда эса бу боғланган электрондир. Ёки квантомеханик ибора билан айтганда эса уч ўлчамли потенциал ўра ичидаги электрондир. Бундай тузилмалар квант нуқталар (КН) деб аталади. КНларнинг ўлчамлари мавжуд уч йўналиш бўйича атомлар орасидаги масофа тартибида бўлади. Бундай тузилмаларда уччала (x, y, z) йўналишларда ҳам масофалар жуда кичик. Шунинг учун уччала йўналишда ҳам электроннинг энергияси квантланган ва улар (48) ифода билан аниқланади. КНлар реал чуқурликлари (ΔE_c) ва (48) ифодани инобатга олиб, ҳисоблашларни бажарсак, КНларнинг амалдаги ўлчамлари нанометрлар тартибида бўлишини топамиз [32,33]. Куб ёки сфера шаклидаги квант нуқталарнинг минимал ва максимал ўлчамлари қуйидагича аниқланади.

Одатда, квант нуқтанинг ўлчами кичрайиб боргани сари ундаги дискрет сатхлар камайиб боради. Берилган ΔE_c да энг камида битта дискрет сатх қолиш шартидан квант нуқтанинг минимал ўлчамлари InAs-GaAs, GaAs-Al_xGa_{1-x}As гетеротузилмаларда тахминан тенг бўлиб, 40 Å ни ташкил этади. Шунингдек, квант нуқталарнинг ўлчамлари катталаниб боргани сари дискрет сатхлар кўпайиб боради ва улар бир-бири билан яқинлашиб, оралиги кичрайиб боради. Маълум бир ўлчамдан катта бўлганда, бу оралик кТга нисбатан кичик бўлиб қолади ва электрон бир сатхдан иккинчисига бемалол ўтиб кета олади. Бунда дискретлик ва квантланиш йўқолади. Бу квант нуқтанинг максимал ўлчамларини белгилайди. Амалда квант нуқтанинг максимал ўлчами InAs-GaAs тизимида 200 Å ни, GaAs-Al_xGa_{1-x}As тизимида эса 140 Å ни ташкил этади. Квант нуқтанинг ўлчамлари бундан катта бўлса ундаги электронлар эркин электронларга айланиб қолади.

КНларни улкан сунъий дискрет атомлар деб қараш ҳам мумкин. Бундай улкан атомдаги электронларнинг сони жуда катта бўлиши мумкин ва у ўз спектрларига эга. Бундай спектрларнинг мавжудлиги фотолюминесенция ва электролюминесенция тажрибаларида тасдиқланган.

Айтилганларни қуйидаги фикран ўтказилган тажрибада яққолроқ тасаввур қилиш мумкин. Футболчи футбол майдонида дарвозадан дарвозагача чопар экан, у икки ўлчамли электрон газни, икки ўлчамли электронни эслатади. Аслида, у уч ўлчамли бўлиши керак эди. Лекин унинг харакати икки томондан – пастдан ва юқоридан чегараланган. Пастдан – ернинг сирти, майсазор билан чегараланган. Юқоридан эса унинг харакатини

ернинг тортишиш майдони ҳосил қилган потенциал тўсик чегаралайди. У учиб кета олмайди. “Осмон йироқ, ер қаттиқ”. Шундай қилиб, амалда унинг ҳаракати икки ўлчамли бўлади.

Агар футболчининг ҳаракатини яна икки ён томондан тўсиклар билан чегараласак, унинг ҳаракати бир ўлчамли бўлиб қолади. Энди футболчи фақат дарвозадан дарвоза томон қизик бўйлаб ҳаракат қила олади ҳолос, ён томонларга ҳаракат чегараланган. Бу эса бир ўлчамли ҳаракатга мисол бўла олади.

Агар энди футболчининг ҳаракатини барча томондан чегараласак, энди у ҳаракат қила олмай қолади. Бу эса квант нуктага такқосланиши мумкин.

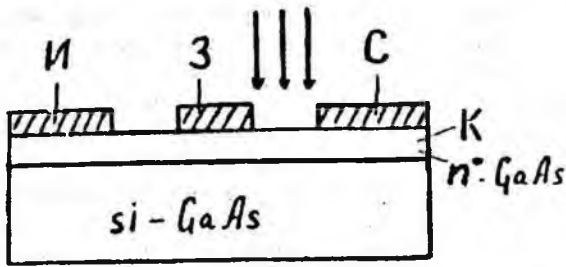
Шуни назарда тутиш лозимки, квант нуктадаги ток ташувчиларнинг – электрон ва ковакларнинг ҳаракати, энергияси квантланган бўлади. Фақатгина бу квантланиш энергияси потенциал тўсикларнинг баландлигига, квант нуктанинг ўлчамларига боғлиқ бўлади. Шунингдек, температура ортиши билан ҳам энергетик сатҳлар юқорига қўтарилса бошлайди. Маълум бир температурада электрон квант нуктани бутунлай тарқ этади. Энди у яна кристалл ичидаги уч ўлчамли заррачага айланади.

Металлар ва яримўтказгичлардаги электронлар ўз атомларини тарқ этиб кристалл бўйлаб эркин ҳаракат қилиб юришлари мумкин. Лекин аслида улар квазиэркин электронлардир. Улар фақат кристал панжара ичида эркин ҳаракат қилиб юра оладилар, муайян шарт-шароит бўлмагунча, кристаллни тарқ эта олмайдилар. Яни, улар ҳам макроскопик масштабдаги потенциал ўра ичидаги электронлардир. Шундай бўлсада, соддалик учун бундай электронларни эркин электронлар деб аташ қабул қилинган. Бундай электрон газ эса уч ўлчамли электрон газ деб ҳисобланади.

Ўлчамли квантланишни яримўтказгичларда намоён қилиш юқори технологиялар (молекуляр нурли эпитақсия) ёрдамида бирор таглик устида нафақат кристаллографик тузилиши, балки кимёвий таркиби ҳам бир-биридан фарқ қиладиган ўта юққа қатламлар ўстириш орқали амалга оширилади.

§1. Икки ўлчамли электрон газ асосида ишлайдиган майдон транзисторлари.

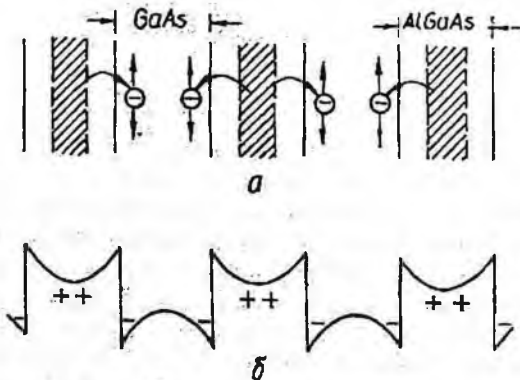
Электроннинг кванто-механик хусусиятларидан фойдаланиб ишлайдиган биринчи транзистор икки ўлчамли электрон газ (2Д) асосида ишлайдиган майдон транзистори бўлди. 2Д газ асосидаги майдон транзисторлари биринчи марта 1980 йили яратилган. Бундай майдон транзисторларини Россияда ВПЭТ, Японияда НЕМТ, АҚШда МОДФЕТ, СДНТ, Францияда ТЕГФЕТ деб номланган. 2Д газ асосидаги майдон транзисторлари AlGaAs –GaAs гетероўтишли кўп қатламли тизимларда яратилган. Маълумки, гетероўтишлар майдон транзисторларида затворни стабиллаш, варизон канал ҳосил қилиш учун ишлатиб келинган. 2Д газ асосида майдон транзисторларида гетероўтишлар бутунлай янги қўлланиш топди.



29-расм. Шоттки тўсиқли майдон фототранзистори

Маълумки, майдон транзисторларида каналнинг ўтказувчанлигини ошириш муҳим аҳамият касб этади (29-расм). Канал қатламининг ўтказувчанлигини ошириш учун ундаги электронларнинг концентрациясини ошириш керак, яъни кўпроқ аралашма киритиш керак. Бу эса, ўз навбатида электронлар ҳаракатчанлигининг кескин пасайишига олиб келади. Чунки, ионлашган донор атомларида электронларнинг сочилиши кучаяди. Бундай карама-каршилиқ селектив легирланган гетероўтишларда осонгина ҳал этилиши мумкин. 30-расмда гетероўтишлар асосидаги даврий тузилма келтирилган. Унда кенг зонали AlGaAs қатлами легирланган, GaAs қатлами эса легирланмаган, тоза. Агар AlGaAs қатламлари етарлича юпка бўлса, улардаги электронлар тўлиқ GaAs қатламига ўтади. Легирланмаган, тоза GaAs қатламида эса электронларнинг ҳаракатчанлиги юқори бўлади. Бу эса майдон транзистори тезкорлиги ва характеристика тиккалигининг кескин ортишига олиб келади.

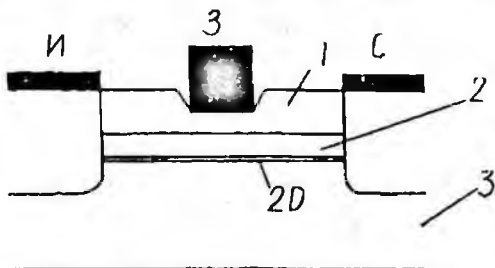
2Д газ асосидаги майдон транзисторининг схемаси 31-расмда, унинг зоналар диаграммаси 32-расмда келтирилган.



30-расм. Гетероўтишлар асосидаги даврий тузилма.

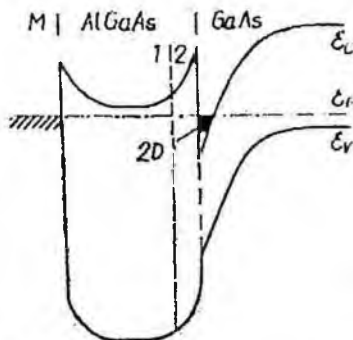
Ушбу майдон транзисторининг зоналар диаграммасидан иккита муҳим ҳолат келиб чиқади. Биринчидан, электронлар ўзларини вужудга келтирган ионлашган атомлар томон тортилади ва гетероўтиш чегарасида ҳосил бўлган

учбурчак чукурчада жойлашган бўлади. Натижада GaAs канал қатламида кучли электр майдони вужудга келади. Бу эса ўз навбатида электрон харакатининг гетероўтиш текислигига перпендикуляр йўналишида квантланишига олиб келади. Одатда, учбурчакли потенциал ўранинг кенглиги бир неча нанометр бўлиб, электрон учун де-Бройль тўлқин узунлиги билан бир хил тартибда бўлади. Электрон энергиясининг бундай квантланиши оптик ва квант Холл эффекти тажрибаларида тасдиқланган. Гетероўтиш текислигида эса, электронлар худди эркин заррачалар каби харакатланаверади.



31-расм. 2Д газ асосидаги майдон транзистори модели.

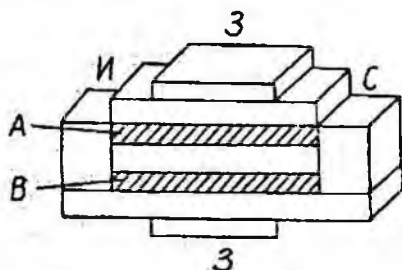
Иккинчи муҳим ҳолат шундан иборатки, гетеротизим таркибида юпқа легирилмаган AlGaAs кенг зонали қатлам мавжуд. Бу қатламни “спейсер” деб аталади. “Спейсер” каналдаги электронлар ва n- AlGaAs қатламдаги ионлашган атомлар ўртасидаги ўзаро таъсирни камайтиради, экранлайди. Бу эса каналдаги эркин электронларнинг харакатчанлигини янада оширади. Тажрибалардан ушбу “спейсер” қатламнинг қалинлиги 2-3нм бўлиши мақсадга мувофиқлиги топилган.



32-расм. Гетероўтишлар асосидаги 2Д газ майдон транзистори зоналар диаграммаси.

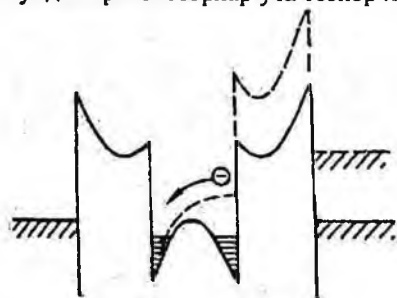
Икки ўлчамли электрон газ асосида ишлайдиган тезкор транзисторлардан яна бири электронларнинг тезликларини алмаштириладиган майдон транзисторидир. Россияда бундай транзисторларни ПТМС (ПТ с модулируемой скоростью электронов), инглизчада VMT (velocite-modulation

tranzistor) deb ataladi. Bunday tranzistorlarda zatvorlari potentsialni ўzgartirish hisobiga, kanalda elektronlarning sonini ўzgartirish holida, ularning harakatchanligi ўzgartiriladi. Odatda, bunday tranzistorlar ikki kanalli bo'ladi. 31-rasmda kўrsatilgan PTMS da kanal parallel joylashgan Г va X-долинали katlamlardan iborat. Zatvorlari potentsialni ўzgartirish йўли bilan elektron Г-долинадан X-долинага va aksincha kўchiriladi. 5-rasmda kўrsatilgan PTMS da ikkita geteroўtish mavjud. Tranzistor kanalining B qismi kuchli legirlanganligi uchun u katlamda elektronlarning harakatlanganligi kichik. Kanalning A qismi legirlanmagan, shuning uchun bu katlamda elektronlarning harakatlanganligi yuqori. Tranzistor zatvoridagi potentsialni ўzgartirish йўли bilan elektronlar kanalning A qismidan B qismiga va aksincha, ўtkazilishi mumkin.



33-rasm. Geteroўtishlar asosidagi 2D gazli tezliklari almashiriladigan maydon tranzistori modeli.

Bunday holatda tranzistorning qarshiligi katta holatdan qarshiligi kichik holatga ёки ёпиқ holatdan ochiq holatga va aksincha ўtishi elektronlarning kanalda kўndalang дрейфига bog'liq. Bu esa pikosekundlarni tashkil qiladi. Shuning uchun bunday tranzistorlar ўta tezkor hisoblanadi.



34-rasm. Geteroўtishlar asosidagi 2D gazli tezliklari almashiriladigan maydon tranzistori zonalar diagrammasi.

Tranzistorlarning tezkorligini va kuchaytirish ko'effitsientini yanada oshirish uchun, ikki ulchovli elektron gazli va selektiv legirlangan geteroўtishli maydon tranzistorlari yaratilgan. Bu ikkala turdagi

транзисторларни электронлар харакатчанлиги юкори бўлган майдон транзисторлари дейилади. Бундай транзисторларнинг схематик тузилиши 33-расмда тасвирланган. 34-расмда затвор соҳасининг зона энергетик диаграммаси тасвирланган.

Транзистор тизимидаги $n\text{-Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ ва GaAs катламлар калинлиги нисбатан юпка тайёрланади.

Легирланган кенг зонали $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ катламдаги электронларнинг кўпчилик қисми легирланмаган тор зонали GaAs катламга ўтади. GaAs катламга ўтган электронлар ўзларининг киришма марказларидан ажралади. Натижада электронлар GaAs катлами бўйлаб харакатланаётганда бу марказларда тўкнашмайди ва сочилмайди. GaAs катламда электронларнинг концентрацияси ортиши хисобига юкори ўтказувчанликка эришилади. Бунда электронларнинг харакатчанлиги ҳам кескин ортади. Каналда икки ўлчовли электрон гази ҳосил бўлади. Электронларнинг ΔE_c баландликли ва d_{GaAs} кенгликли потенциал чуқурдаги харакати бир қатор хусусиятларга эга: электронлар GaAs катламли тик харакатлана олмайди; электронлар энергияси дискрет қийматни олади, уларнинг харакатчанлиги юкори.

Кенг зонали яримўтказгич катлам легирланган тор зонали катлам эса легирланмаган кўп катламли тузилмаларни селектив – легирланган тузилмалар дейилади. Бу тузилмаларда кенг зонали чегаравий катлам электронлардан камбағаллашган, тор зонали катлам эса электронлар билан бойитилган катлам соҳасига эга. Вужудга келган катта электр майдон ($\sim 10^5 \frac{B}{\text{см}}$) гетерочегарада зонларни анча эгади, тор зонали яримўтказгич хажмий заряд соҳаси калинлиги етарлича кичик бўлганда заряд ташувчилар энергетик спектри квантланади.

Квазиклассик яқинлашишда энергия ифодаси

$$E_n = \left(\frac{\hbar^2}{2m_n^*} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{3}{2} \pi n \right)^{\frac{2}{3}} \left(n + \frac{3}{4} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (51)$$

m_n^* - электроннинг эффе́ктив массаси

Электронларнинг сиртий зичлиги n_s ,

$$n_s = \frac{m_n^* kT}{\pi \hbar^2} \ln \left\{ \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_0}{kT} \right) \right] \left[1 + \exp \left(\frac{E_F - E_1}{kT} \right) \right] \right\} \quad (52)$$

E_F - ферми сатҳи;

E_0 ва E_1 - энг пастки ва биринчи уйғониш зоналарининг энергиялари.

Паст температураларда (1.7) ифодани қуйидагича ёзиш мумкин

$$n_s = \frac{m_n^*}{\pi \hbar^2} (E_F - E_0) \quad (53)$$

Иккинчи зонача бўш ёки тўлдирилган бўлганда

$$n_s = \frac{m_n^*}{\pi \hbar^2} [(E_F - E_0) + 2(E_F - E_1)] \quad (54)$$

Электронлар энергиясини квантланиши бир қатор янги эффектларни олиб келади: кайнок электронлар узок ИҚ – диапазонда нур чиқаради; ИҚ – фотоўтказувчанлик ва бошқа ҳодисалар намоён бўлади.

Бу транзистор тузилмаларда эришилган рекорд ҳаракатчанлик киймати

$$\mu_n = 2,12 \cdot 10^6 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}} \text{ га тенг.}$$

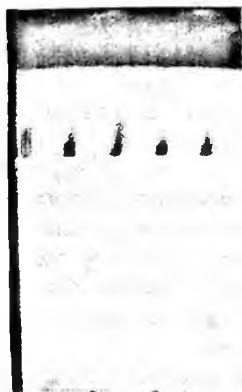
§2. Метал базали транзисторлар

Метал базали транзисторларни 1952 йили америка физиги У. Шокли таклиф қилган эди. Бу вакуумли триоднинг аналоги эди. Бундай транзисторларда база метал билан, вакуум муҳити эса яримўтказгич билан алмаштирилган бўлади, яъни энди электронлар яримўтказгич ичида ҳаракатланадилар, уларнинг ҳаракати эса металл базадаги (тўрдаги) потенциал ёрдамида бошқарилади.



35-расм. Арсенид-галлий сиртида ҳосил қилинган вольфрам тўрнинг электрон микроскопда олинган тасвири.

Биринчи бўлиб метал базали транзисторлар GaAs яримўтказгичи асосида тайёрланади. Метал база сифатида юпқа вольфрам метал қатлами ишлатилади. Бу ҳолда вольфрам GaAs билан Шоттки тўсигини ҳосил қилади ва GaAs қатламида ҳажмий заряд қатламининг ўзгариши ҳиссобиға майдон транзистори каналининг кенлиги ҳам ўзгариб боради. Мана шу метал базали транзисторнинг ишлаш принциpidир.



а)



б)

36-расм. $p^+ - n^0 - W - n^0 - p^+$ тузилма кўндаланг кесим юзасининг электрон микроскопда олинган тасвири

Метал базали транзисторни тайёрлаш технологияси анча мураккаб, чунки метал тўрни кристал ичига нуксонларсиз киритиш жуда мушкул масала. Бундан ташқари, вольфрам тўрнинг қалинлиги 50 нанометрдан, кенлиги ва улар орасидаги масофа (тиркиш) 200 нанометрдан ортмаслиги лозим.

Биз легирланмаган $n^0 - GaAs$ ва $AlGaAs$ қаттиқ қотишма асосидаги вольфрам турли майдон транзистори тайрлашнинг содда, фотолитографияга асосланган технологиясини таклиф этдик. Бу технология мураккаб электрон ёки рентгенлитографиясини талаб этмайди.

Вольфрам тўрли транзисторлар олдиндан тайёрланган $p^+ - n^0 GaAs$ тизим асосида тайёрланди. $n^0 - GaAs$ эпитаксиал қатламлардаги электронлар концентрацияси $n^0 = 1,10^{14} - 5,10^{14} \text{ см}^{-3}$ га тенг. Концентрацияни бундай танлаш вольфрам тўрлари оралигини (тиркишни) кенгрок қилиб танлаб олиш имконини беради. Олдиндан тайёрлаб олинган $p^+ - n^0 GaAs$ тизимга $300 - 500 \text{ A}^0$ қалинликдаги вольфрам қатлами монокристал вольфрамни ионли-плазма усулида чанглаш ёрдамида ўстирилди.

Ўта ингичка вольфрам тўрларини (50-300 нм) олиш учун дифракцион панжара ёрдамида интерференцион - голографик манзара тушириш услубидан фойдаланилди. Бунинг учун тайёрланган вольфрам қатлам устига 0,3-0,5 мкм қалинликдаги фоторезист қатлами ётқизилди. Шундан сўнг узлуксиз He-Cd лазери ёрдамида дифракцион панжара орқали интерференцион манзара ҳосил қилинади, яъни шу билан фоторезистга оптик ишлов берилади. Фоторезист ювилгач, вольфрам қатлами устида дифракцион панжаранинг манзараси қолади. Интерференцияланувчи нурлар бурчагини ўзгартириш йўли билан манзарадаги дифракцион панжаранинг даври 1-3 мкм оралигида ўзгартириб борилди. Мана шундай фоторезист манзарали юзадаги вольфрам қатлами ионли-плазма ёки плазма-химиявий усулда олиб ташланди. Шундан сўнг фоторезистли манзара ювиб ташлангач, $p^+ - n^0 GaAs$ тизим сиртида вольфрам тўри қолди (35-расм). Унинг оралиги

интерференцион манзара даврига тенг бўлади. Тайёрланган вольфрам тўрли тизим кўриниши 33-расмда келтирилган.

Шундай қилиб тайёрлаб олинган вольфрам тўрли пластина устига кетма-кет n^0 - GaAs ($d=1\text{мкм}$, $N=5 \cdot 10^{17}\text{см}^{-3}$), n^+ - GaAs ($d=0,1\text{мкм}$, $n^+=\cdot 10^{18}\text{см}^{-3}$) эпитаксиал қатламлари МОС-гидрид усулида ўстирилди.

Тажрибаларда вольфрам тўр кенглиги 50-300 нм холларда қуйидаги манзаралар кузатилди (36-расм). Вольфрам тўр кенглиги 200 нм гача бўлган холларда тўрли кристал устида яхлит монокристал ўсиши кузатилди. Вольфрам тўрнинг кенглиги 200 нм дан катта бўлганда, метал устида бўшлиқлар пайдо бўлади. Шунингдек бўшлиқлар вольфрам тўрни химиявий усул билан хосил қилиш жараёнида хосил бўладиган чегаравий нотексикликлар туфайли хосил бўлиши ҳам мумкин.

Тайёрланган тузилмаларнинг электрик ва фотоэлектрик хусусиятлари икки электродли ҳолатда ўрганилди. Бунинг учун омик контактлар подложка томонидан тўлиқ, юза томондан тўр кўринишида тайёрланди. Ўрганилган тузилмаларнинг юзаси $S=5 \cdot 10^{-4} - 10^{-3}\text{см}^2$ тартибида бўлди.

Ў3. Металл базали транзисторларнинг фотоэлектрик хусусиятлари.

Метал базали транзисторлар вакуумли триодларнинг аналоғи бўлиб ҳисобланади. Бу ерда яримўтказгич ичидаги, яъни каналдаги электронларнинг оқими Шоттки баръери хосил қилган ҳажмий заряд қатлами кенглигининг ўзгариши хиссобиға бошқарилади. Каналнинг икки томонидаги ҳажмий заряд қатламларининг қўшилиб кетиши натижасида канал бутунлай ёпилиши ҳам мумкин. Бундай ҳолат транзисторға ташқи кучланиш ҳали уланмаганда ҳам содир бўлиши мумкин. Бундай транзисторлар нормал ёпик транзисторлар деб аталади. Аксинча ҳолатда нормал очик транзистор хосил бўлади ва ундай транзисторни ёпиш учун затворға ташқи манфий кучланиш бериш лозим бўлади.

Ўрганилган транзистор тузилмаларида метал тўрлари орасидаги тирқиш $d=1\text{мкм}$ бўлганда n^0 -соҳадаги электронларнинг концентрациясиға боғлиқ равишда пентод ва триод туридаги ВАХ лар кузатилди. ВАХ лар ўртасидаги бундай фарқ ток ташувчиларнинг каналдаги ҳажмий заряд қатламлари бириқиши натижасида хосил бўлган потенциал тўсиқ орқали ўтиши ва шунингдек, каналдаги ҳажмий заряд қатламларининг канал бўйлаб ток ўтиши йўналишидаги узунлиги билан ҳам аниқланади. Ҳар икки ҳолда ҳам ВАХ ларнинг бошланғич қисмида ток берилган ташқи кучланишға экспоненциал боғлиқ.

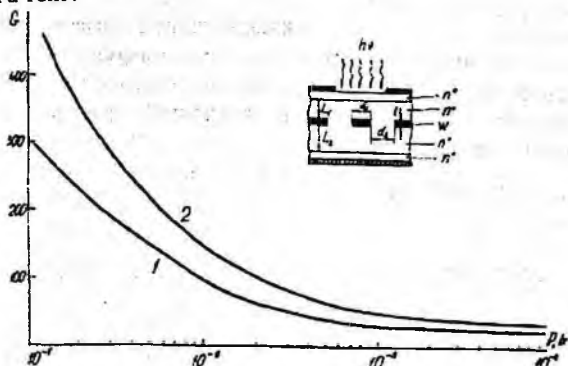
Қоронғуликдаги токнинг температураға боғлиқлигини ўрганиш шуни кўрсатадики, белгиланган ташқи кучланиш қийматида қоронғуликдаги ток.

$$I_r = \exp\left(-\frac{V_D}{KT}\right) \quad (55)$$

ға тенг бўлади.

Бу ерда $V_D=0,7$ В-биринчи турдаги тузилмалар учун ва $V_D=0,3$ В-иккинчи турдаги тузилмалар учун. Одатда, биринчи турдаги тузилмалар учун

коронгуликдаги ток зичлиги, ташки кучланиш $U=0,5В$ га тенг бўлганда $j_r=10^8 \cdot 10^{-10} А/см^2$ га тенг.



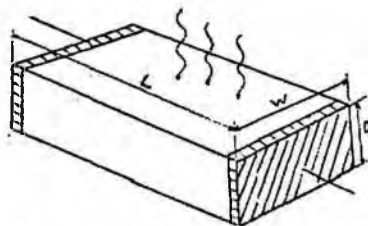
37-расм. Кучайтириш коэффициентининг тушаётган нур қувватига боғлиқлиги.

1) $U=0,3 В$, 2) $U=0,9 В$.

Тайёрланган $n^+-n^0-W-n^0-N-n^+$ тузилмаларнинг кучайтириш хоссалари калибровкаланган монохроматик нурлагич ёрдамида ўрганилди. Кучайтириш коэффициентининг максимал киймати паст даражадаги ёритишларда кузатилади ва одатда 300-500 интервалда бўлди (37-расм). Расмдан кўринишича ёритилганлик даражаси ортиб бориши билан —бу эса затворга мусбат кучланиш бериш билан эквивалент, кучайтириш коэффициенти камайиб боради.

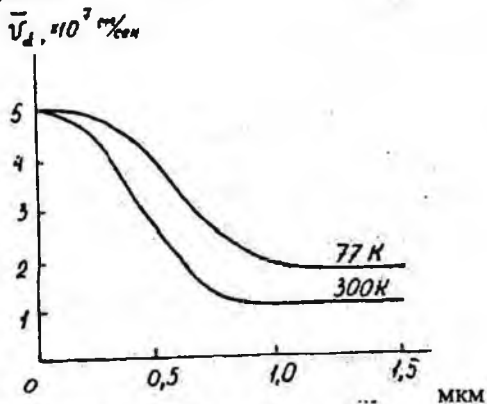
Тайёрланган тузилмаларнинг импульс характеристикалари GaAs-AlGaAs ДГС лазер ёрдамида ўрганилди ($\lambda=0,85$ мкм) наъмуна ёруғлик импульслари билан ёритилганда фототокнинг кўтарилиш ва тушиш вақтлари 1-3 наносекундни ташкил этди. Ўта қисқа импульсларда эса фототок шакли лазер импульси шаклини тўла такрорлайди. Шундай қилиб, ўтказилган тажрибалар тайёрланган метал базали транзистор тузилмаларининг юқори сифатли эканлигидан далолат беради.

§4. Вертикал фотосезгир қурилмаларда электронларнинг баллистик кўчишини ўрганиш.

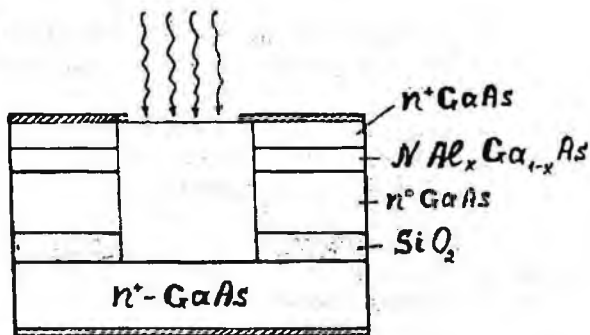


38-расм. Планар фотоқаршилик тузилмаси.

Майдон транзисторлари, ва метал базали транзисторлар вакуумли триодларнинг айнан ўхшаш аналогли бўлиб ҳисобланади. Вакуумли триодда электронлар катоддан анод томон тўқнашувларсиз, катта тезлик билан ҳаракатланадилар. Вертикал транзисторларда эса электронлар истокдан сток томон яримўтказгич материал ичида ҳаракатланадилар. Бунда улар турли аралашма ва бошқа нуксонлар билан тўқнашиб дрейф тезликларини пасайтирадилар (39-расм).

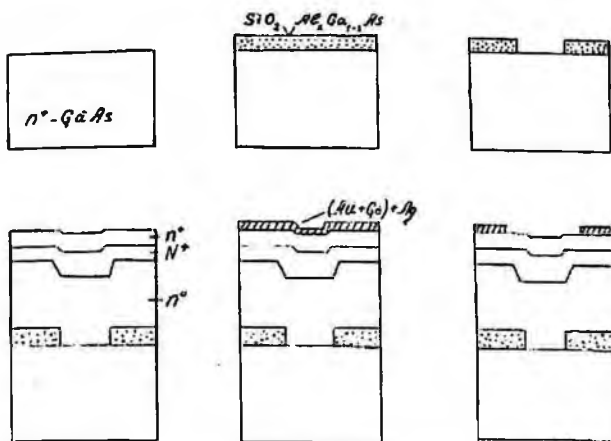


39-расм. Арсенид-галлийда баллистик учирилган электрон тезлигининг масофага боғлиқлиги.



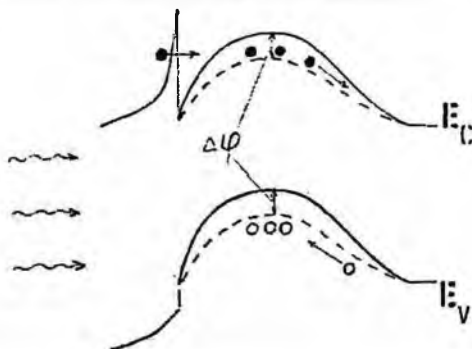
40-расм. Тайёрланган вертикал фотокрешлик тузилмаиси.

Сўнгра, майдонда яна тезланиш оладилар ва ҳоказо. Бу эса электронларнинг ўртача тезликларини пасайишига олиб келади. Натижада электроннинг истокдан-сток томон учиб ўтиш вақти ортади ва транзисторнинг тезкорлиги пасаяди.



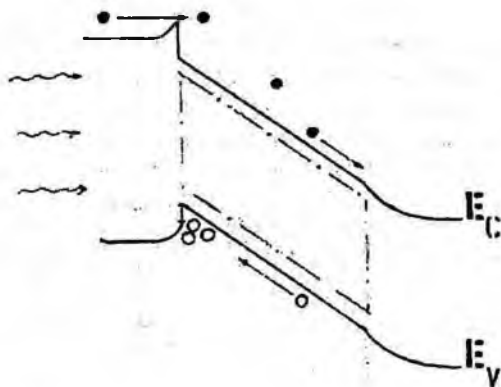
41-расм. Вертикал фотоқаршилик тайёрлаш технологияси кетма-кетлиги.

Албатта, канал узунлиги босқичма-босқич сантиметрдан-миллиметрга, миллиметрдан- микрометрга, микрометрдан-нанометрга томон қисқариши натижасида транзисторларнинг тезкорлиги ортиб боради.



42-расм. Вертикал фотоқаршилик тузилмасида номувозанатли ток ташувчиларнинг генерацияланиши.

Бугунги кунда амалдаги энг тезкор транзисторлар вертикал майдон транзисторлари бўлиб ҳисобланади. Бу транзисторларнинг тезкорлиги янада ортган бўлар эди, агарда электронларнинг канал бўйлаб катта тезлик билан, баллистик учиб ўтиши таъминланса.



43-расм. Вертикал фотоқаршилик тузилмасига ташки кучланиш уланга холат.

Баллистик учиб ўтиш, кўчиш деб электронларнинг кристал кичик ўлчамларда $d \ll l_0$ -канал узунлиги, l_0 -электроннинг ўртача эркин чопиш масофаси, майдон транзистор канали ичидаги тўқнашувларсиз, катта тезлик билан харакатланишига айтилади (39-расм). Бу холда электроннинг яримўтказгич материал ичидаги харакат тезлиги, унинг вакуумдаги тезлигига яқинлашиб боради. Бу эса вакуумли ва қаттиқ жисмли электроника афзалликларини бирлаштирган бўлар эди. Лекин, шуни тақидлаш жоизки, кўпгина тадқиқотчиларнинг саъйи-харакатлари билан ҳам турли кўринишдаги n - n^0 - n , n - p гомо ва гетеротузилмаларда электроннинг баллистик харакати билан дрейф харакатини аниқ ажратишининг имкони бўлмади. Биз куйида электроннинг баллистик учиб ўтишини, кўчишини ўрганишга имкон берувчи яна бир янги услубни таклиф этмоқчимиз.

Электронларнинг баллистик учиб ўтиш ёки кўчиш ходисаси N - n^0 - n^+ тузилмаларда ҳам ўрганилиши мумкин. Бунинг учун N - n^0 - n^+ тузилмаларининг электрик ва фотоэлектрик хоссаларини турли температураларда юқори аниқлик билан ўрганиш талаб этилади. N - n^0 - n^+ гетеротузилмаларининг зона энергетик диаграммаси 42, 43-расмда келтирилган. Диаграммада гетероўтиш чегарасида “барьер-ўра” шакли мавжуд. Одатда $AlGaAs$ - $GaAs$ гетероўтишларда “барьер-” нинг катталиги ΔE_c кенг ва тор зонали яримўтказгичлар тақикланган зоналари кенглигининг фаркига тенг бўлади. Бу эса кенг зонали яримўтказгичдан тор зонали яримўтказгичга юқори энергияли, қайноқ электронларни инжекциялаш имконини беради. 42-расмда N - n^0 - n^+ гетеротузилманинг n^0 -соҳасига кўшимча кинетик энергияга эга бўлган, қайноқ электронлар инжекцияланади. Шуни таъкидлаш жоизки, электронларнинг бу энергияга мос тезликлари ташки электр майдони бўйлаб, гетероўтиш текислигига перпендукуляр йўналган, бошқача айтганда, n^0 -қатлам йўналиши бўйлаб йўналган. Гетероўтиш чегарасидаги “ўра” да электронларнинг тўпланишини ва тўпланган электронларнинг инжекция-

ланган электронларга таъсирини ҳисобга олмаса ҳам бўлади, чунки ташқи кучланишнинг маълум кийматидан бошлаб “ўра” йўқолиб кетади (43-расм).

N-p⁺-p⁺ гетеротузилмани фотоқаршилик сифатида қараш мумкин. Унда бирламчи фототокни кучайтиришнинг асосан икки хил механизми мавжуд. Кичик даражада ёритилганда ва паст кучланишларда

$$G = \frac{\mu_p}{\mu_n} \quad (56)$$

Бу ерда Tr-ковакларининг p⁺-қатламдаги яшаш вақти.

Tp-инжекцияланган электронларнинг p⁺-қатламдан учиб ўтиш вақти.

Юкори даражадаги ёритилганлик ва кучланишларда

$$G = \frac{T_p}{T_n} = \frac{\mu_n}{\mu_p} \quad (57)$$

Бу ерда T_p (μ_p), T_n(μ_n)-мос равишда ковак ва электронларнинг учиб ўтиш вақти (харакатчанлиги).

Шундай қилиб, N-p⁺-p⁺ гетеротузилмаларда барча параметрлар бир хил сақланган ҳолда электроннинг ҳаракатчанлиги ва мос равишда тезлиги қанча катта бўлса, унинг p⁺- қатламдан учиб ўтиш вақти шунча кичик бўлади, демак, кучайтириш каэффиценти шунча юқори бўлади. N-p⁺-p⁺ фотоқаршиликда нур гетероўтиш томонидан киритилади ва нурнинг йўналиши ток ўтиш йўналиши билан паралел (40-расм) бўлади. Шунинг учун бундай фотоқаршиликлар вертикал фотоқаршиликлар деб аталади. Ясси фотоқаршиликларда (38-расм), нур ток ўтиш йўналишига перпендукуляр йўналган. Ясси қаршиликнинг қоронғуликдаги қаршилигини ошириш учун уни ниҳоятда юпка тайёрланади. Лекин бунда нурнинг бир қисми юпка қатламда ютилмай, тагликга ўтиб кетади. Бу эса ясси фотоқаршиликнинг самарадорлигини пасайтиради.

Вертикал фотоқаршиликнинг қоронғуликдаги қаршилигини ошириш учун унинг кўндаланг қесим юзасини кичрайтириш зарур бўлади. N-p⁺-p⁺ вертикал фотоқаршиликларни тайёрлаш учун p⁺- GaAs таглик SiO₂ қатлами билан қопланди. 0,2-0,4 мкм қалинликдаги SiO₂ қатлами силанни кислородда пиролизтик парчалаш йўли билан ҳосил қилинди. Фотолитография йўли билан SiO₂ қатламида думалок тирқишлар очилди. Турли пластиналарда тирқиш диаметри турлича бўлиб, 10 мкм дан 60 мкм гача ўзгартириб борилди.

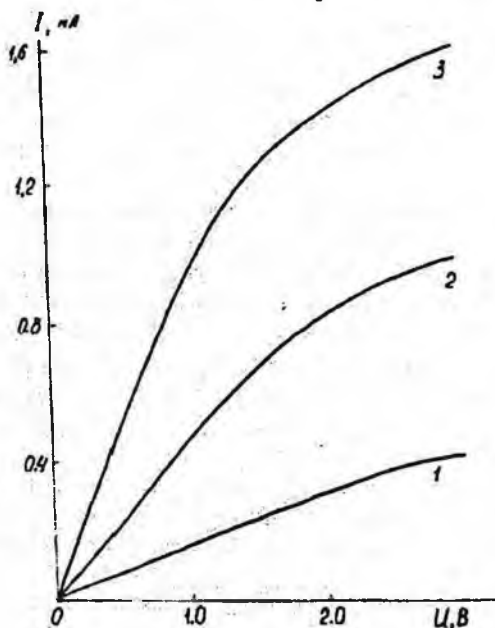
Шундан сўнг, газли эпитаксиянинг МОС-гидрид усули билан SiO₂ қатлам билан қопланган, тирқишли пластинада қуйидаги кетма-кетликда эпитаксиал қатламлар ўстирилди. N⁺- GaAs (d=0,5÷3 мкм, n⁺=10¹⁴ см⁻³),

N-Al_x Ga_{1-x}As (d=0,5 мкм, x=0,2÷0,3, N=5.10¹⁷ см⁻³) p⁺- GaAs (d=0,1÷0,2 мкм n⁺=2.10¹⁸ см⁻³). Бунда диэлектрик тирқишларида монокристал эпитаксиал қатламлар ўсган бўлса, диэлектрик устида катта қаршиликка эга бўлган поликристал қатламлар ўсди. Омик контактлар Au-Ge қотишмасини вакуумда чанглаш йўли билан ҳосил қилинди. Бунда таглик томондан тўлиқ омик контакт қопланган бўлса, эпитаксиал қатлам томонидан думалок тирқишли манзара ҳосил қилинди (41-расм).

Тайёрланган вертикал фотоқаршиликларнинг қоронғуликдаги қаршиликлари $10^2 \div 10^4$ Ом ораллиғидаги қийматга эга бўлди.

§5. Вертикал фатоқаршиликларнинг фотозлектрик хоссалари.

Гетероузилмалар асосидаги N - p^0 - p^+ кўринишдаги вертикал фотоқаршиликнинг қоронғуликдаги қаршилиги p^0 - GaAs соҳадаги электронларнинг концентрациясини ва фотоқаршилик кўндаланг кесим юзасини (40, 41-расм), демак, унинг диаметрини ўзгартириш йўли билан ўзгартирилиши мумкин. Иккинчи томондан, вертикал фатоқаршиликнинг диаметри оптик тола диаметрига мос ҳолда танланиши ҳам мумкин. Ундаги p^0 - GaAs соҳанинг қалинлиги фотоқаршиликнинг бўйлама узунлиги бўлиб ҳисобланади. Бу катталиқ тажрибада $0,5 \div 2$ мкм ораллиғида танланди. Тадқиқ этилган вертикал фотоқаршиликларнинг қоронғуликдаги қаршиликлари $(0,1 \div 8) \cdot 10^3$ Ом бўлди. Хона темпиратурасида тажрибада ўрганилган вертикал фотоқаршиликнинг қоронғуликдаги (1) ва ёритилгандаги (2) ВАХ си 44-расмда келтирилган. ВАХ нинг бошланғич қисмида токнинг кучланишга боғлиқлиги экспоненциал кўринишга эга, $U > 0,25$ В бўлганда эса бу бошланиш чизикли кўринишга ўтади. ВАХ бошланғич қисмининг температурага боғлиқлигини ўрганиш $\lg I = f\left(\frac{1}{T}\right)$ чизикли боғланишни беради.



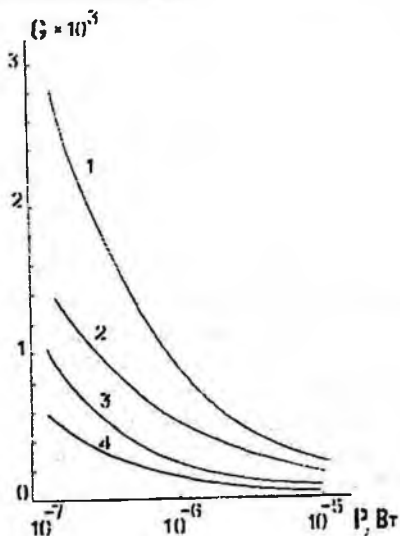
44-расм. Фотоқаршилик тузилмасининг қоронғуликдаги (1) ва ёритилганликдаги вольт-ампер характеристикаси.

2) $P = 1,8 \cdot 10^{-7}$ Вт, 3) $P = 1,5 \cdot 10^{-6}$ Вт.

N- p^o- p⁺ вертикал фотоқаршилиқларни юза томонидан, кенг зонали AlGaAs яримўтказгич томонидан ёритилганда уларнинг спектрал сезгирлиги типик гетерофотоэлементларники каби бўлиб, бир томондан GaAs, иккинчи томондан Al_xGa_{1-x}As яримўтказгичли материалларнинг тақикланган зоналари кенгликлари билан аникланади.

Вертикал фотоқаршилиқларнинг ток бўйича сезгирлиги S_λнинг тушаётган нур қувватига боғлиқлиги 45-расмда келтирилган. S_λнинг тушаётган нур интенсивлигига боғлиқлиги шуни кўрсатадики, кичик қувватларда S_λ қувват ортиб бориши билан экспоненциал равишда камайиб боради, 10⁻⁵ ÷ 10⁻⁴ Вт дан бошлаб эса тушаётган қувватларга боғлиқ бўлмай қолади ва 10 ÷ 20 оралиғидаги қийматга тенг бўлади.

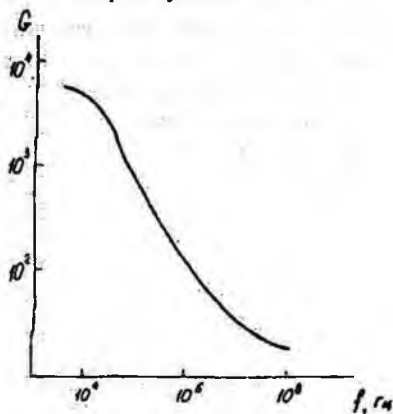
Бундай боғлиқликнинг сабаби шундаки, паст ёритилганлик ва кичик кучланишларда N- p^o- p⁺ фотоқаршилиқнинг кучайтириш коэффициенти p^o-сохадаги тўпланган номувозанатли коваклар яшаш вақтининг, p^o сохадан электронларнинг учиб ўтиш вақтига нисбати билан аникланади. Юқори даражадаги ёритилганлик ва катта кучланишларда эса кучайтириш коэффициенти p^o сохадан ковак учиб ўтиш вақтининг, электроннинг учиб ўтиш вақтига нисбати билан аникланади, яни бу ҳолда кучайтириш коэффициенти номувозанатли электрон-ковакларнинг p^o сохадан майдон ёрдамида чиқарилиши билан аникланади.



45-расм. Вертикал фотоқаршилиқ тузилмаси кучайтириш коэффициентининг ёритилганликга боғлиқлиги. ($\lambda=0,6$ мкм, $U=0,3$ В).
1) ва 3) $d=0,75$ мкм. 2) ва 4) $d=2$ мкм. 1) ва 2) тўғри уланиш. 3) ва 4) тесқари уланиш.

Гетероўтишлар асосидаги $N^- p^+$ тузилмада эса N^- сохадан инжекцияланган электронларнинг p^+ сохадан учиб ўтиш вақти баллистик кўчиш ҳисобига янада кичикроқ бўлади, кучайтириш коэффициентини эса каттарок бўлади. Лекин, бу шарт p^+ соханинг қалинлигига кучли боғлиқ бўлади.

Вертикал фотоқаршиликларнинг импульс характеристикалари калибровкаланган гетеролазер ($\lambda=0,85\text{мкм}$) ёрдамида ўрганилди. Фото импульснинг тушиш қисмида “тез” ва “секин” қисмлари мавжуд. Ташқи кучланиш ортиши билан “тез” қисмнинг амплитудаси ортиб боради. Шунингдек “тез” ва “секин” қисмлар амплитудаси p^+ соханинг қалинлигига боғлиқ. Жумладан p^+ соханинг қалинлиги камайиб бориши билан “тез” қисмнинг амплитудаси ортиб боради. Фотоимпульсдаги “секин” қисм p^+ сохадаги номувозанатли электрон-ковакларнинг нафакат p^+ -сохадан дрейф чиқарилиши, балки, рекомбинацион жараёнлар билан ҳам боғлиқ. “Тез” қисм эса электрон-ковакларининг ташқи майдон томонидан дрейф чиқарилиши билангина боғлиқ бўлади. Шунинг учун ҳам қиска импульсларда фототок импульси лазер импульсини тўлиқ такрорлайди. Бу ҳолда кўтарилш ва тушиш вақтлари 300 пс дан кичикроқ бўлади.



46-расм. Вертикал фотоқаршилик кучайтириш коэффициентининг частотавий боғлиқлиги.

$$P=10^{-7} \text{ Вт.}$$

Вертикал фотоқаршиликларнинг частотавий характеристикаси-ток сезгирлигининг модуляция частотасига боғлиқлиги, диаметри 7 мкм бўлган оптик толага бириктирилган гетеролазер ($\lambda=0,85 \text{ мкм}$) ёрдамида ўрганилди. Паст даражадаги ёритилганлик ҳолатида модуляция частотаси ортиши билан фотоқаршиликнинг ток сезгирлиги камайиб боради (46-расм) ва 100 МГц да 20-40А/ВТни ташкил этади.

У. КВАНТ ҶҰРА ВА КВАНТ НУҚТА АСОСИДАГИ ЯРИМЎТКАЗГИЧ АСБОБЛАР

Кириш

XXI аср нанотехнологиялар асри бўлиши бугунги кунда ҳаммага яхши маълум. Нанотехнологияларга дастлабки эҳтиёж наноэлектроника асбобларини яратиш жараёнида сезилган эди. Чунки наноэлектроника асбоблари тузилмаларини яримўтказгичли кристал ичида яратиш нанокатламлар ўстиришни талаб қилар эди. Ҳаттоки айрим ҳолларда атомлар қатламларини ўстириш, яъни атомларни дон-доналаб ўтказиш зарурати сезилар эди. Бу масаланинг технологик томони эди.

Масалага илмий нуқтаи – назардан ёндошиладиган бўлса, наноўлчамли тузилмаларда квант тўсиқлари, квант ўралари, квант нуқталар, квант иплар каби янги атамалар, тушунчалар пайдо бўлди. Улар асосида эса янги турдаги яримўтказгич асбоблар – наноэлектроника асбоблари яратила бошланди.

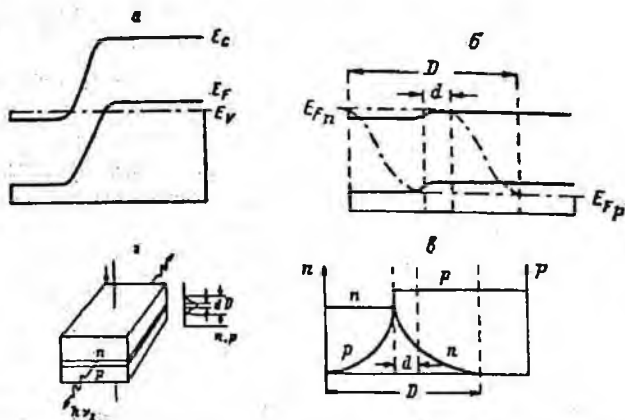
Квант ўра ва тўсиқлар асосида ишлайдиган наноэлектроника асбобларидан бири – резонанс-туннел диодидир. У 1974 йили япон физиги Лео Эсаки томонидан яратилган.

Лекин шуни алоҳида таъкидлаш жоизки, квант тузилмаларининг қўлланиши яримўтказгичли инъекцион лазерларда ўзининг амалий ифодасини топди. Гетеротузилмаларга асосланган квант ўра ва квант нуқталар асосида ишлайдиган яримўтказгичли лазерлар бугун ўзининг улкан бозорига эга. Инъекцион лазерларнинг яратилиши XX асрда яримўтказгичли электроника соҳасида эришилган энг улкан ютуқлардан бири бўлди. Бу эса ўз навбатида яримўтказгичли оптоэлектроника, толали оптик алоқа, интернет тизимларининг гуркираб ривожланишига асос бўлди.

§1. Икки гетероўтишли инъекцион гетеролазерлар.

Биринчи инъекцион лазерлар кучли легирланган арсенид галлийдаги р-п ўтишлар асосида яратилган. Бундай лазерларда биринчи марта электр энергияси тўғридан – тўғри оптик когерент нурларга айлантирилган.

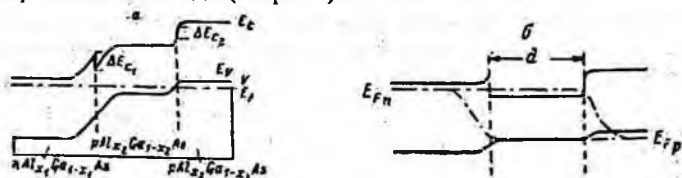
Ҳар қандай лазер ишлаши учун энергетик сатҳларнинг инверс ҳолати вужудга келтирилиши лозим. Инверс ҳолатда юқори сатҳдаги электронларнинг сони паст сатҳдаги электронлардан кўп бўлиб қолади. нормал шароитда, яъни мувозанат ҳолатида эса бунинг акси – ҳар доим қуйи сатҳда электронлар кўпроқ бўлади. Шунинг учун ҳам инверс ҳолатни термодинамикада манфий температурали ҳолат деб ҳам аталади. Инъекцион лазерларда инверс ҳолат ток ташувчиларнинг кучли инъекцияси ҳисобига ҳосил қилинади.

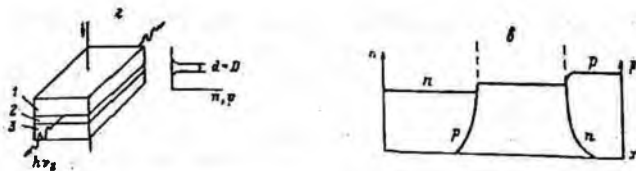


47-расм. p-n ўтиш асосидаги инжекцион лазернинг зона энергетик диаграммаси (а, б), тузилиши (г) ва концентрация таксимоти. α -фаол қатлами, D -рекомбинация соҳаси қалинлиги.

Шунингдек, яна шунини таъкидлаш лозимки, ҳар қандай лазер ишлаши учун оптик резонаторлар бўлиши керак. Фабри-Перо, Брегг резонаторлари шулар жумласига киради. Оптик резонаторлар тескари оптик алокани вужудга келтиради ва нурланишни фаол қатламга қамрайди ва йиғади. Яримўтказгичли инжекцион лазерларда оптик резонаторлар p-n ўтиш текислигига перпендикуляр бўлган икки параллел ён томонлар ҳисобига ҳосил қилинади. Лазер нури айнан мана шу томонлар текисликларидан чиқади ва у p-n ўтиш текислигига параллел йўналган бўлади (47-расм). Шаклдан кўриниб турибдики, рекомбинация соҳаси инверс соҳа билан айнан устма-уст тушмайди, рекомбинация соҳаси анча кенгрок. Мана шу каби бири-бирига қарама-қарши сабаблар туфайли арсенид галлийли p-n ўтиш асосида тайёрланган инжекцион лазерлар хона температурасида узлуксиз равишда ишлай олмас эди. Улар хона температурасида фақат импульс режимида ишлар эди. Шунингдек, уларнинг самарадорлиги 2-3 % дан ошмас эди. Генерация амалга ошадиган чегаравий ток зичлигининг рекорд қиймати эса $25 \cdot 10^3$ А/см² ни ташкил этар эди. Бундай катта тоқлар таъсирида инжекцион лазер тезда (бир неча соат ичида) деградацияга учрар ва асбоб ишдан чиқар эди.

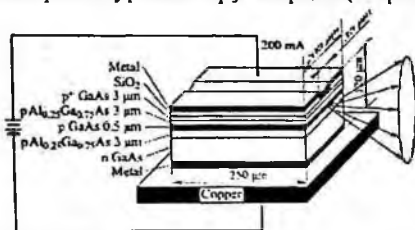
1970 йили Ж.И.Алферов ўз шогирдлари билан икки гетероўтишли инжекцион лазерларни тайёрлашди. Бундай турдаги инжекцион лазерлар гетеролазерлар деб ҳам аталади (48-расм).





48-расм. Икки гетероўтишли инжекцион гетеролазернинг зона энергетик диаграммаси (а,б), тузилиши (г), концентрация тақсимооти (в). $\alpha = D$ фаол қатлам ва рекомбинация соҳаси калинликлари.

Кўриниб турибдики, гетерлазер асосан учта қатламдан иборат P-p-N тузилмадан иборат. Бундай тузилмада ўртадаги юпка қатлам фаол қатлам ҳисобланиб, унинг тақикланган зонаси кичик, четки эмиттер қатламларининг тақикланган зонаси эса катта. Ўз навбатида ўртадаги фаол қатламнинг диэлектрик киритувчанлиги катта, эмиттер қатламлариники эса кичик. Бундай геометрик тузилмага тўғри йўналишда кучланиш берилганда ўртадаги фаол қатламга электрон ва ковакларнинг икки томонлама инжекцияси кузатилади. Шундай қилиб, ўртадаги фаол қатлам кучли легирилмаган бўлса ҳам у ерда инверс ҳолат вужудга келади ва айнан мана шу қатламнинг ўзида когерент нурланиш рўй беради (49-расм).

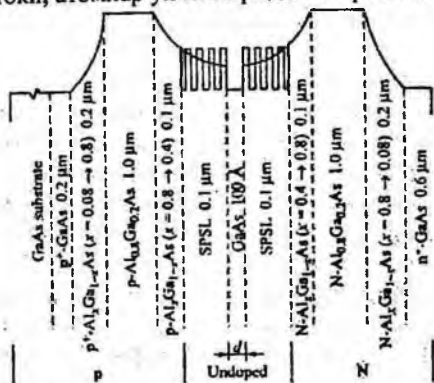


49-расм. Хона температурасида узлуксиз режимда ишлаган биринчи инжекцион гетеролазер тузилмаси.

Мана шуларнинг барчаси хона температурасида узлуксиз режимда ишлай оладиган, кичик чегаравий ток зичлигига ва юқори самарадорликка эга бўлган инжекцион лазерларнинг яратилишига олиб келди. Натижада 1970 йилга келиб чегаравий ток зичлиги 900 A/cm^2 , ички ва ташқи квант самадорлиги 70 % бўлган икки гетероўтишли инжекцион гетеролазерлар яратилди. Шунинг таъкидлаш жоизки, ўртадаги фаол қатлам ва эмиттер қатламлари диэлектрик доимийлари ўртасидаги сезиларли фарқ волноводни вужудга келтиради. Натижада тузилма ичида нурнинг беҳуда ютилиши камаёди. Бу эса икки гетероўтишли инжекцион гетеролазерлар тўлиқ фойдали иш коэффициентини 25 % гача кўтарилишига олиб келади.

§2. Квант ўра асосидаги инжекцион гетеролазерлар.

Икки гетероўтишли инжекцион гетеролазерлар даставвал суёқ эпитаксия усули билан тайёрланган эди. Бу усул билан ўта юпка, юкори сифатли ва бир жинсли эпитаксиал қатламларни тайёрлаш мушкул масала. Кейинчалик молекуляр-нур эпитаксия усули яратилгандан сўнг бундай қатламларни тайёрлаш имкони ошди. Энди фаол қатлам калинлигини ангстремларда ва ҳаттоки, атомлар ўлчовларида тайёрлаш имкони туғилди.



50-расм. Квант нуқта асосидаги инжекцион гетеролазер тузилмаси.

Легирланмаган $GaAs$ фаол қатлам ($\alpha = 100 \text{ \AA}$) икки томондан ўтапанжалар ва $P - AlGaAs$, $N - AlGaAs$ қатламлар билан чегараланган.

Маълумки, бундай кичик ўлчовларда квант ўлчамли самаралар вужудга келади. Энди икки гетероўтишли тузилмани квант ўра деб караш мумкин бўлиб қолади. Бундай квант ўрадаги электроннинг харакати квантланган бўлади. Бу квант ўрадаги электрон гетероўтиш текислигига параллел йўналишда эркин харакатлана олади, лекин гетероўтиш текислигига перпендикуляр йўналишда унинг харакати квантланган бўлади. Мос равишда бу йўналишда электроннинг энергияси дискрет қийматларга эга бўлади. Бошқача айтганда, квант ўрада дискрет энергетик сатҳлар мавжуд бўлади. Шунингдек, бу дискрет энергетик сатҳларнинг қиймати ўра кенглиги ўзгариши билан ўзгариб боради [32,33]. Шунинг учун ҳам квант ўра кенглигига боғлиқ ҳолда дискрет энергетик сатҳларнинг сони ва қийматлари турлича бўлади. Ўз-ўзидан равшанки, бу бизга аввал кўриб чиқилган икки ўлчамли электрон газни эслатади. Ўрни келганда шуни таъкидлаш жоизки, бундай электрон газнинг ёки умуман кристалнинг температураси ортиши билан у квант ўрадан чиқиб кетади. Энди бундай электрон газ икки ўлчамли бўлмай қолади, у ҳаммаизга яхши маълум бўлган уч ўлчамли электрон газга айланади.

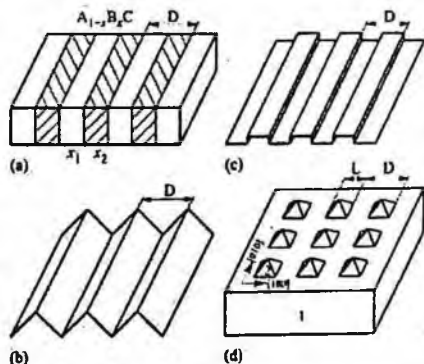
Шундай қилиб, дунёдаги етакчи лабораториялар олимларининг сайи харакатлари билан гетеролазерларнинг генерация токи зичлиги камайтириб, самарадорлиги эса орттириб борилаверди. 1986 йилга келиб $InGaAsP/GaAs$

тизимида самарадорлиги 66 % ва қуввати 5 Вт бўлган инжекцион гетеролазерлар яратилди. Бу рекорд қийматлар ҳам Ж.И.Алферов ва унинг шогирдларига тегишли эди. Айнан улар томонидан 1988 йили $AlGaAs/GaAs$ тизимида генерация токи зичлигининг рекорд қиймати – $40 A/cm^2$ га эришилди. Бу лазернинг олдинги авлодларидан фарқи – фаол соҳадаги квант ўра икки томондан қисқа даврли ўтапанжаралар билан чегараланган (50-расм).

Ушбу инжекцион лазерларда квант ўрали фаол катламни икки томондан ўтапанжарали катлам билан чегаралашнинг асосий афзаллиги шундаки, бу ҳолда диэлектрик сингдирувчанликнинг аста – секин узлуксиз ўзгариши рўй беради. Бу эса фаол катламнинг волновод хусусиятини кучайтиради ва лазернинг чегаравий генерация ток зичлигининг кескин камайишига олиб келади.

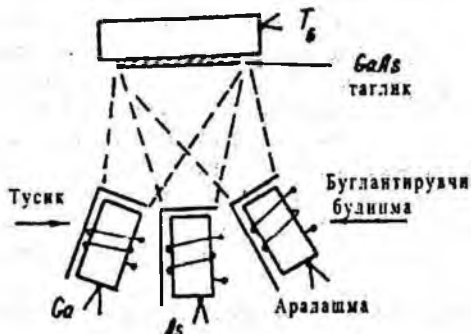
§3. Квант нукта асосида ишлайдиган инжекцион гетеролазерлар.

Квант нукта асосида ишлайдиган биринчи яримўтказгичли асбоб - инжекцион гетеролазерлар бўлди. Маълумки, квант нуктада электроннинг ҳаракати уччала йўналишда ҳам потенциал тўсиклар ёки квант нукта деворлари билан чегараланган бўлади. Квант механикаси тили билан айтадиган бўлсак, электроннинг ҳолати, энергияси уч йўналишда ҳам квантланган. Квант нукта ноль ўлчамли тизимдир. Лекин квант нукта ичида кўпгина дискрет энергетик сатҳлар мавжуд. Квант нукта ичида минглаб, юзминглаб атомлар ва мос равишда электрон ва коваклар бўлади. Электрон ва коваклар дискрет сатҳларда жойлашган бўлади ва бир сатҳдан иккинчисига ўтганда энергия чиқаради ёки ютади. Шунинг учун ҳам квант нуктани алоҳида атом сифатида қараш ҳам мумкин. Бундай улкан атом худди оддий атом каби ўзининг энергетик спектрига эга. Ж.И.Алферов ва унинг шогирдлари томонидан ўтказилган фотолноменсация тажрибалари буни тўла тасдиқлади.



51-расм. Ўта панжара (а), даврий эластик доменлар (в, с), ўз-ўзидан ташкилланадиган квант нукталар (α).

Одатда, яримўтказгичлардаги квант нукталарнинг деворлари гетероўтишлар чегарасидаги потенциал тўсиклар ҳисобига ҳосил қилинади. Шунинг учун ҳам квант нукталарнинг ўлчамлари яримўтказгич материал жуфтларига боғлиқ бўлади. Бу ерда шуни таъкидлаш жоизки, квант нуктадаги энергетик сатҳларнинг қиймати, баландлиги квант нукта ўлчами кичрайган сари юқорига кўтарилиб боради. Муайян ўлчамга етиб келинганда квант нуктадаги асосий сатҳнинг қиймати асосий яримўтказгич материалдаги, матрицадаги энергетик сатҳ билан деярли тенглашиб қолади, улар ўртасидаги фарк йўқолади [32,33]. Бу эса квант нуктанинг энг кичик ўлчамини белгилайди. Мисол учун $GaAs - AlGaAs$ тизимида бу ўлчам 40 \AA дан кичик бўлмаслиги керак. Биринчи ва иккинчи сатҳлар ўртасида энергия қиймати квант нуктанинг энг катта ўлчамини белгилайди. Одатда, бу фарқ KT га нисбатан катта бўлиши керак ва у албатта температурага ҳам боғлиқ. Мисол учун $GaAs - AlGaAs$ тизимида квант нуктанинг ўлчами 120 \AA дан, $InAs - GaAs$ тизимида эса 200 \AA дан катта бўлмаслиги керак. Агар ўлчамлар бундан катта бўлса, квант нукта ўз хусусиятларини йўқотиб, яримўтказгич материал ичидаги бошқа яримўтказгич оролчаларидан иборат бўлиб қолади.



52-расм. Молекуляр-нур эпитексия қурилмасининг ишлаш тамойили.

Квант нукта асосидаги инжекцион лазерларнинг квант ўра асосидаги лазерлардан асосий фарқи қуйидагилардан иборат:

- чегаравий генерация токи температура ўзгаришига боғлиқ бўлмайди.
- дифференциал кучайтириш коэффициенти ва солиштирма кучайтириш коэффициентлари жуда юқори бўлади.
- инверс ҳолатга ўтиш вақти жуда қисқа бўлади, бу эса лазернинг ишчи частотасининг юқори бўлишини таъминлайди.
- оптик волноводда, яъни фаол қатламда квант нукталарнинг тартибли жойлашиши ёйилган тескари алокани вужудга келтиради, бу эса бир модалли генерацияга олиб келади.
- вертикал нурлайдиган лазерларда яқка квант нукта асосида ҳам генерацияни вужудга келтириш мумкин, бу эса ўта монохроматик лазерлар яратишга имкон беради.

Лекин шуни таъкидлаш жоизки, хона температурасига яқин температураларда генерациянинг чегаравий ток зичлиги температурага кучли боғлиқ

бўлиб қолади ва лазернинг барча тавсифлари ёмонлаша бошлайди. Бу ҳолат потенциал тўсик баландликлари, яъни ΔE_c ва ΔE_v катталиклар билан аниқланади.

Шундай қилиб, ҳозирги пайтда барча кўрсаткичлари бўйича квант ўралар асосидаги лазерлардан устун бўлган квант нукта асосидаги инжекцион лазерлар яратилган. Ўз навбатида шуни таъкидлаш жоизки, аввалги гетеролазерлар, жумладан, квант ўралар асосидаги гетеролазерлар суюқ фазали эпитаксия, металл-органик газ фазали эпитаксия, молекуляр-нур эпитаксия усулларида яратилган бўлса, квант нукта асосида инжекцион гетеролазерлар фақат молекуляр-нур эпитаксия усули билан тайёрланган. Технологияни юкори даражада такомиллаштириш, янги гетероужфтлардан фойдаланиш, шубҳасиз, квант нукта асосидаги инжекцион гетеролазерларнинг барча кўрсаткичларини янада яхшилашга олиб келади.

Хўш бундай нозик тузилмалар қандай қилиб тайёрланади, деган ўринли савол туғилиши табиий.

Авваламбор шуни таъкидлаш жоизки, биринчи идеал гетероўтишлар суюқ фазали эпитаксия усулида тайёрланган. Ж.И.Алферов лабораториясида тайёрланган биринчи ўтапанжалар эса газ фазали эпитаксия усули билан тайёрланган эди.

Кейинчалик гетероўтишлар асосидаги деярли барча яримўтказгич асбоблар суюқ фазали эпитаксия усулида тайёрланди. Суюқ фазали эпитаксиянинг асосий афзаллиги, бу усул билан энг мукамал монокристал қатламларни ўстириш мумкин. Фақатгина бу усулда атомлар калинликдаги ўта юпка эпитаксиал қатламларни, квант иплари ва квант нукталарни тайёрлашнинг иложи йўқ.

Шунга қарамадан, кенг эмиттерли биполяр транзисторлардан тортиб, то инжекцион гетеролазерларгача ва ҳаттоки квант ўрали гетеролазерларгача суюқ фазали эпитаксия усули билан тайёрланди.

Квант нуктали инжекцион гетеролазерлар эса асосан молекуляр-нур эпитаксия усулида тайёрланган (52-расм). Бунда бир неча услублардан фойдаланилган. Жумладан, бўлажак квант нуктани тагликда аввалдан “меза” кўринишида тайёрлаб олиш, тагликда аввалдан бўлажак квант нукталари учун чуқурчалар тайёрлаб олиш, таглик сиртида турли кўринишдаги каналчалар, V-канал, турли кўринишдаги шакллари тайёрлаш ва уларда эпитаксиал қатлам ўстириш, молекуляр-нур эпитаксия жараёнида ўз-ўзидан ташкилланидиган тизим хусусиятларидан фойдаланиш (51-расм).

Ўз-ўзидан ташкилланидиган тизим кристал панжара доимийлари катта фарқ қиладиган гетероужфтларда кузатилади. Бунда $GaAs$ тагликда $InAs$ квант нукталари ҳосил қилинади. Шу ерда қуйидагиларга диққат эътиборни қаратиш лозим бўлади. Мадомики, таглик сиртида $InAs$ қатлами молекуляр-нур эпитаксия усулида алоҳида-алоҳида атомлар сифатида ўстирилар, ўтказилар экан, дастлабки атомлар қаерда бошлаб бир-бирига ёпишиб ўса бошлайди? Бу эса маълум бир термодинамик потенциаллар, энергиянинг минимумлик шартлари ҳал қилувчи рол ўйнайди. Реал технологик жараёнларда тагликнинг температураси, эпитаксиал қатламнинг ўсиш суръати ва тўхтатиб туриш вақти, теримик ишлов беришлар муҳим аҳамият

касб этади. Гетерозпитаксиал қатламларни ўстиришда эса кристал панжара доимийларининг фарқи муҳим аҳамият касб этади.

$GaAs - InAs$ гетерожуфтлар мисолида $GaAs$ таглигида даврий такрорланадиган $InAs$ монокристалли оролчалари пайдо бўлади. Шундан сўнг $InAs$ эпитаксияси тўхтатилиб $GaAs$ эпитаксияси бошлаб юборилади. Натижада $GaAs$ монокристалли ичида $InAs$ квант нуқталари пайдо бўлади.

Бу квант нуқталарининг ўлчамлари – диаметри ўртача 150 \AA , баландлиги эса ўртача $8-10 \text{ \AA}$ ни ташкил этади. Даврий жойлашган бу квант нуқталарининг зичлиги юқорида таъкидланган технологик жараённинг шарт – шароитларига боғлиқ бўлади.

§4. Туннель транзисторлар.

Туннель транзисторларнинг ишлаш тамойили туннель самарасига асосланган. Туннель транзисторларнинг ишчи тавсифномалари бўйича бикутбий ва майдон транзисторлардан тубдан фарқ қилади ва улар асосан ўта юқори частотали қурилмаларда ва турли мантикий схемаларда ишлатилади.

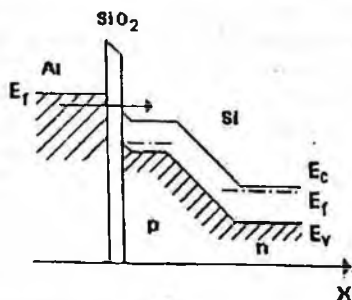
Ҳозирги пайтда туннель транзисторларнинг хилма-хил тузилмалари тақлиф этилган. Жумладан, МОМОМ-транзистори тузилмасидаги металл, оксид қатламларининг қалинликлари мос равишда 10 нм ва $1,5 \text{ нм}$ ни ташкил этади. Транзисторнинг эмиттер тўсиғидан металл базага туннель инжекцияланган электронлар металл база қатлаидан баллистик учиб ўтади. Коллектор тўсиғига берилган тесқари кучланиш бу тўсиқни пасайтиради ва ундан база орқали баллистик учиб ўтган электронлар бемалол ўтиб кета оладилар. Бу эса транзисторнинг ўта тезқорлигини ва ундаги базавий ток узатиш коэффицентининг катталигини белгилайди.

Ҳозирги вақтда туннель транзисторларнинг бир неча хил қўринишлари ишлаб чиқилган. Улардан бири металл-диэлектрик $p - n$ ўтиш – МД – $p - n$ (53-расм) қўринишидаги туннель транзисторидир.

Эмиттер - базага кучланиш берилса ток эмиттердан базага юпка диэлектрик қатлами орқали, электронларнинг туннель – инжекцияси ҳисобига оқади. База соҳасига туннель – инжекцияланган электронлар базадаги Ферми энергиясига нисбатан бир неча kT юқориқоқ энергияга эга бўладилар.

Инжекцияланган электронлар панжара билан иссиқлик мувозанатида бўлмайдилар ва улар қайноқ электронлар дейилади. Бундай транзисторларни баъзида қайноқ электронлар асосидаги транзисторлар деб ҳам аташади. Қайноқ электронлар коллекторга етиб келадилар ва коллектор тоқини ҳосил қиладилар, чунки электронларнинг базадаги рекомбинацияси эҳтимоллиги жуда кичикдир. Эмиттер - металл электрод сифатида Al қатлами ишлатилади. Электронлар алюминий – металл қатлаидан инжекцияланади. Инжекцияланувчи қайноқ электронлар диэлектрик қатлаидан туннель самараси натижасида ўтадилар. Диэлектрик қатлами SiO_2 қалинлиги 20 \AA , $p - n$ тур база қалинлиги 1500 \AA , ундаги акцепторлар концентрацияси $\sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Умумий эмиттерли қилиб улашда ток бўйича статик кучайтириш коэффицентини эмиттернинг кичик ($1,0-2,0 \text{ мА}$) тоқларида $100-150$ га этади. Бундай турдаги транзисторларда базанинг ниҳоятда юқалиги базадаги ток узатиш

коэффициентининг катталигини ва мос равишда юкори кучайтириш коэффициентини таъминлаб берса, диэлектрик қатламининг мавжудлиги эмиттер ўтиши сифимини кичрайтириб беради ва мос равишда ўта тезкорликни таъминлайди.



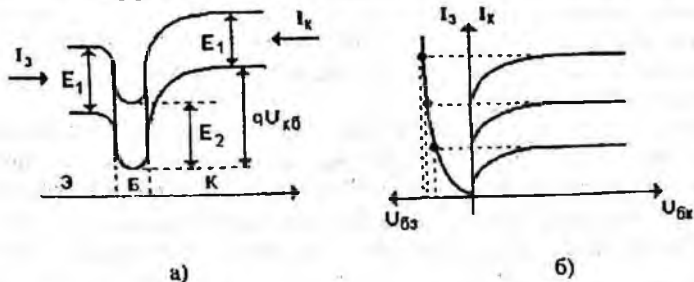
53-расм. $p-n$ ўтиш – МД – $p-n$ кўринишидаги туннел транзисторнинг зонавий диаграммаси.

Ўта юкори такрорийликлар соҳасида ишлаш учун туннел транзисторнинг икки гетероўтишлардан иборат тузилмаси (54-расм) таклиф этилган.

Эмиттер гетероўтиш сифатида p - тур $GaAs - Sb$ ва базаси қалинлиги 50 \AA бўлган n - тур $GaInAs$ лардан фойдаланилади. Бундай транзистордаги асосий ток юпқа база орқали туннелланувчи токдир. Бу токни қуйидагича ифодалаш мумкин:

$$I_T \sim \exp(q \cdot U_{\text{э}} / kT) \quad (58)$$

Бир хил турдаги заряд ташувчиларнинг туннелланиши сабабли эмиттер ўтишнинг юкори самарадорликка эришиши биз танишиб чиққан транзисторларнинг асосий ютуғидир. Кўрилган транзисторларда заряд ташувчиларнинг база орқали учиб ўтиш вақти жуда кичиклиги сабабли, базавий соҳадаги рекомбинациявий йўқотишлар ҳисобга олмаса бўладиган даражада кичикдир. Мисол учун, 54-расмда икки гетероўтишли туннел транзисторлар кириши ва чиқишидаги статик вольт-ампер тавсифномалар келтирилган. Расмдан кўринишича, эмиттер ва коллектор тоқлари катталиклари бўйича бир-бирига яқиндир, бу эса эмиттер ўтиш инжекция коэффициенти ва базавий ток узатиш коэффициентининг етарлича катта эканлигини кўрсатади.



54-расм. Икки гетероўтишли туннел транзисторларнинг зона диаграммаси (а); кириш ва чиқишдаги статик вольт-ампер тавсифномалари (б).

Якин пайтларгача физиклар, инженер-электроншиқлар, технологлар ўзларининг илмий ишларида, назарий ҳисоблашларида асосан, классик физика қонунларидан фойдаланиб келишар эди. Ўз навбатида бу нарса барча бажарувчи ва буюртмачи – истеъмолчиларни тўлиқ қониқтирар эди. Лекин аста-секин манзара тубдан ўзгара бошлади. Жумладан, турли экстремал шароитларда ишлай оладиган, юқори самарадорликка эга бўлган, ўта тезкор, кичик ўлчамли, кам энергия сарфлайдиган электрон ва оптоэлектрон асбобларга бўлган талаб кучайиб борди.

1980 йиллардан бошлаб нанозлектроника асбоблари яратила бошланди. Нанозлектроника асбобларини яратиш илмий ва технологик муаммоларни ечишни тақозо қилар эди. Масаланинг илмий томони янги, мураккаб квант - механик масалаларни ечишни кўзда тутар эди. Назарий томондан бу масала 1990 йилларда мувофақиятли ҳал этилди.

Икки ўлчамли электрон газ (2D газ), бир ўлчамли электрон газ (квант ип) ва ноль ўлчамли электрон газ (квант нуқта) назариялари ишлаб чиқилди ва амалда синовдан ўтди.

Энди физиклар, инженер-электроншиқлар, технологлар электрон учун хос бўлган корпускуляр – тўлқин дуализмидан фойдалана бошладилар. Яъни, квант ўра, квант нуқтада электрон квантомеханик хусусиятга эга, бу ерда уни тўлқин сифатида тасвирлаш қулайроқ. Агар электрон квант ўра квант нуқтадан чиқарилса, уни энди 3 ўлчамли эркин ёки квазиэркин электрон сифатида қараш ва классик моддий нуқта сифатида тасвирлаш қулайроқ бўлади.

Масаланинг технологик томони нанозлектроника асбобларини яратиш учун нанотехнологияларни яратиш муаммосини қун тартибига қўйди. Бу масала ҳам 1990 йиллар мобайнида мувофақиятли ҳал этилди. Энди атом қатламларидан иборат эпитаксиал қатламларни, уларнинг ичида квант нуқталарини, турли йўналишда турлича хусусиятларга эга бўлган ўтапанжарали кристалларни ўстириш имкони вужудга келди. Бунинг физикада, нанозлектроникада молекуляр-нур эпитақсия усулига асосланган нанотехнологиялар ёрдамида амалга оширилади. Квант тўсиқлар, квант ўра, квант ип, квант нуқта учун зарур бўлган потенциал тўсиқлар эса, асосан, гетероўтишлар чегарасида ҳосил бўладиган потенциал тўсиқлар ҳисобига ҳосил қилинади.

Бугунги кунда икки ўлчамли электрон газ асосида ишлайдиган тезкор майдон транзисторлари, квант ўра ва квант нуқта асосида ишлайдиган инжекцион гетеролазерлар, аллақачон, лаборатория миқёсидан ишлаб чиқаришга узатилиб, ўзининг улкан бозорини топишга ҳам улгурган.

Албатта, квант ўра, квант нуқта асосида янги турда яримўтказгич асбобларни яратиш, улар асосида классик яримўтказгич асбоблар, оптоэлектрон асбобларнинг кўрсаткичларини яхшилаш нанозлектроникани яна янги поғоналарга олиб чиқиши шубҳасиз.

Шунинг билан бир қаторда нанотехнологиялар бугунги кунда фан ва техниканинг барча соҳаларига кириб бормокда. Нанотехнологиялар, том маънода, давр талабига айланиб бормокда. Графен материалнинг яратувчилари А.Гейм ва К.Новоселовлар 2010 йили физика соҳасида Нобель мукофотига сазовор бўлганликлари ҳам фикримизнинг тасдиғидир. Графен икки ўлчамли материал. Графен материали ўта юпка – бир атомли қатламдан иборат, пишиқ, эластик, шаффоф ва жуда яхши электр ўтказувчанликка эга. Туннел микроскопда, атом-куч микроскопида ўтказилган тажрибалар ҳақиқатан ҳам графен материалнинг калинлиги $4 \pm 1 \text{ \AA}$ эканлигини тасдиқлади. Шубҳасиз, бундай материал оптоэлектроника ва наноэлектроника учун жуда зарур ҳисобланади. Чунки жуда кичик ўлчамли дискрет яримўтказгич асбобларни мана шундай материал ёрдамида туташтириш ва улар асосида ультра юкори ҳажмли микросхемаларни яратиш давримизнинг долзарб муаммосидир.

АДАБИЁТЛАР

1. Поверхностные свойства твердых тел Под ред. М.Грина. М.:Мир, 1972. -432 с.
2. Новое исследование поверхности твердого тела. В 2-х томах.М.:Мир, 1977. 372 с
3. Херман М. Полупроводниковые сверхрешетки: Пер. с англ.-М.: Мир,-1989.-240 с.
4. Ивченко Е.Л., Расулов Р.Я. Симметрия и реальная зонная структура полупроводников. Ташкент. "Фан". 1989. -126. С
5. Ивченко Е.Л., Расулов Р. Я. Оптические явления в полупроводников. Фергана. Лаборатория оперативной печати при ФерГУ. 1989. -94 с.
6. Расулов Р.Я., Холитдинов Х. Гетеротузилмали яримутказгичларда фотогальваник ходисалар. Фар.ДУ. 1992.
7. Недорезов С.С. // ФТТ. 1970. Т.12. № 8. С.2269-2276.
8. Матулис А., Пирагас К. // ФТП. 1975. Т.9. № 1 С.2202-2204.
9. Дьяконов М.И., Хаецкий А.В. // ЖЭТФ. 1982. Т.82. № 5. С.1584-1590.
10. Меркулов И.А., Перель В.И., Портной М.Е. // ЖЭТФ. 199 Т.99. № 4. С.1202-1214.
11. Бир Г.Л., Пикус Г.Е. Симметрия и деформационные эффекты в полупроводниках. - М.: "Наука", 1972. - 584с.
12. Bastard G. Wave mechanics applied to semiconductors heterostructures, Le Ulis Ed. De Phys., 1988, 360 p.
13. Pikus G., Ivchenko E. Superlattices and Other Heterostructures: Symmetry and Optical Phenomena, Springer Series in Solid-State Sciences, vol. 110., Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, 1995; second edition 1997.
14. Mitin V.V., Kochelap V.A., Stoscio M.A. Quantum Heterostructures, Microelectronics and Optoelectronics. Cambridge University Press, 1999.
15. Glaude W., Borge V. Quantum semiconductors structures (Fundamentals and Applications), Ac.Press San Diego, N.Y., Boston, London, Sidney, Tokyo, Toronto. 1993.

АДАБИЁТЛАР

1. Алферов Ж.И.. История и будущее полупроводниковых гетероструктур. -ФТП, 1998, Т.32, в.1, с.3-18.
2. Леденцов Н.Н., Устинов В.М., Шукин В.А., Копьев П.С., Алферов Ж.И., Бимберг Д. Гетероструктуры с квантовыми точками: получение, свойства, лазеры. -ФТП, 1998, Т.32, в.4, с.385-410.
3. Алферов Ж.И., Казаринов Р.Ф. Авт. Свид. №181737, заявка №950840, 30.04.1963 г.
4. Алферов Ж.И. О возможности создания выпрямителя на сверхвысокие плотности тока на основе р-і-п (р-п-п⁺, п-р-р⁺)-структуры с гетеропереходами. ФТП, 1, 436-439, 1967.

5. Алферов Ж.И., Казаринов Р.Ф., Халфин В.В. Об одной особенности инжекции в гетеропереходе. ФТП, т.8, №10, с. 3102-3104, 1966.
6. Schokley W. Patent USA, №2569347, 1951.
7. Schokley W. The theory of p-n junction in semiconductors and p-n junction transistors. Bell. Syst. Tech. J., v.28, p.435-438, 1949.
8. Kreomer H. Quasi-electric and quasi-magnetic fields in non-uniform semiconductors. RCA Rev., v.18, №3, p.332-342, 1957.
9. Зи С. Физика полупроводниковых приборов. М. «Мир» 1984.
10. Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М. «Мир» 1976.
11. Шарупич Л.С., Тугов Н.М. Оптоэлектроника. Москва энергоатомиздат 1984.
12. Милнс А., Фойхт Д. гетеропереходы и переходы металл-полупроводник. Изд-во «Мир», М., 1975, 432 с.
13. Shur M.S. and Eastman D.F. Ballistic and near ballistic transport in GaAs. IEEE Electron Devices Lett., v.ED1-1, p.147-148, Aug.1980.
14. Бергман Я.В., Корольков В.И., Рахимов Н.. Исследование эффективных бистродействующих гетерофотодиодов $GaAs - Al_xGa_{1-x}As$. —ФТП, 1977, Т.11, с.1848-1851.
15. Алферов Ж.И., Андреев В.М., Задиранов Ю.М., Корольков В.И., Рахимов Н., Табаров Т.С.. ФотоЭДС в пловной гетероструктуре на основе твердых растворов $Al_xGa_{1-x}As$. Письма в ЖТФ, 1978, 4(7), с. 369-372.
16. Юнусов М.С., Власов С.И., Назиров Д.Э., Толипов Д.О. Электрон асбоблар, Тошкент – 2003, 191 бет.
17. Корольков В.И., Рахимов Н. Диоды, транзисторы и тиристоры на основе гетероструктур, изд. «Фан», Ташкент, 1986, 154 с.
18. Осинский В.И Интегральная онтоэлектроника. Минск, Наука и техника, 1977, 246 с.
19. Пожела Ю.К., Юцене В.Ю. Физика сверхбыстродействующие транзисторов. Вылнюс, “Моклас”, 1985, 110 с.
20. Рыжий В.И., Баннов Н.А., Федирко В.А. Баллистический и квазibalлистический транспорт в полупроводниковых струк-турах. ФТП, т. 18, в.5, с. 769-786, 1984.
21. Богданович М.С., Корольков В.И., Табаров Т.С., Рахимов Н.. Высокочувствительный вертикальный полевой фототранзистор на основе GaAs.-Письма в ЖТФ, 1985, т. II, в. 2, с. 89-92.
22. Богданович М.С., Волков Л.А., Данильчелков В.Г., Корольков В.И., Табаров Т.С., Рахимов Н.. Исследование вертикалтных полевых фототранзисторов на основе GaAs.-ФТП, 1985, Т. 19, в. 10,с. 1731-1735.
23. Волков Л.А., Корольков В.И., Табаров Т.С., Рахимов Н., Пулатов А.А., Явич Б.С.. Вертикальные фотоспротивления на основе GaAs.- Писма в ЖТФ, 1985, Т. 11, в. 13, с. 800-803.

24. Корольков В.И., Рахимов Н. Диоды, транзисторы и тристоры на основе гетероструктур. Ташкент, изд-во "ФАН", 154 с.
25. Алферов Ж.И., Корольков В.И., Михайлова М.П., Табаров Т.С., Рахимов Н., Явич Б.С., Яссиевич И.Н.. Фоторезистор. Заявка на авторское свидетельство №3926638/31-21 (104433), положительное решение от 10.12.86.
26. Алферов Ж.И., Корольков В.И., Табаров Т.С., Рахимов Н., Явич Б.С., Арсенид-галлиевый вертикальный полевой транзистор со скрытым затвором. –Письма в ЖТФ, 1986, Т.12, в.3, с.183-186.
27. Абдуллаев Х.О., Богданович М.С., Волков Л.А., Данильченко В.Г., Ильменков П.Г., Пулатов А.А., Рахимов Н., Табаров Т.С., Явич Б.С.. Механизм усиления и кинетика фототока в вертикальных фотопроводниках на основе гетероструктуры. *GaAs-AlGaAs*; ФТП, 1987, Т.21, в.1, с.1842-1846.
28. Алферов Ж.И., Корольков В.И., Рахимов Н., Пулатов А.А., Табаров Т.С., Явич Б.С.. Электрические и фотоэлектрические свойства $p^+ - p^0 - p^+$ структуры на основе арсенида галлия с металлической сеткой в p^0 -области. –ФТП, 1987, Т.21, в.6, с.981-983.
29. Савельев А.В., Максимов М.В., Устинов В.М., Сейсян Р.П.. Фототок квантовых точек InAs, полученных самоорганизацией, в полупроводниковых лазерных гетероструктурах InAs/InGaAs/GaAs, излучающих на 1,3 мкм. –ФТП, 2006, Т.40, в.1, с.88-92.
30. Мокеров В., Пожела Ю., Пожела К., Юцена В.. Гетероструктурный транзистор на квантовых точках с повышенной максимальной дрейфовой электронов. –ФТП, 2006, Т.40, в.3, с.367-371.
31. Тешабоев А., Зайнобиддинов С., Каримов И., Рахимов Н., Алиев Р. Яримўтказгичли асбоблар физикаси. Андижон, "Ҳаёт" нашриёти, 2002.
32. Байматов П., Иноятлов Ш., Ахмедов О.. О состоянии континуального экситона, полярона и D центра при квантовом сужении. 2009 йил 5-ноябрь УзМУ хабарлари, 2-сон 140-145 бетлар.
33. Ahmetoglu M., Akay S.K., Baymatov P., Inoyatov Sh., Ahmedov O., Rahimov N., Pulatov A.. Elektron-hole interaction in spherical quantum dots of nanoheterostructures. Optoelectronics and advanced materials-rapid communications, Vol. 3. Nu 3, March 2009. p. 163-165.

Мундарижа

Кириш	3
1-боб. ГЕТЕРОТУЗИЛМАЛАР. ЎТА ПАНЖАРАЛИ ЯРИМ ЎТКАЗГИЧ	5
1.1. Гетеротузилмалар ва уларнинг табақаланиши (асосий тушунчалар).....	5
1.2. Ўта панжарали яримўтказгичларнинг табақаланиши	9
2-боб. НАНОТУЗИЛМАЛАРДА КВАЗИЗАРРАЛАР	11
2.1. Квантлашган ўраларда электронли ҳолатларнинг ўлчамли квантлашиши 11	
2.2. Квантлашган иплар ва нукталар	14
3-боб. ЎЛЧАМЛИ КВАНТЛАШГАН ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛИ ТИЗИМЛАР... 16	
3.1.-§. Паст ўлчамли ток ташувчиларнинг энергиявий спектри.....	16
3.2.-§. Паст ўлчамли тизимларда электронларнинг статистикаси	18
3.3.-§. $GaAs$, Al_xGa_{1-x} , As турдаги ўта панжаралардаги икки ўлчамли электронларнинг фонларда сочилиши	20
4- боб. ЯРИМ ЎТКАЗГИЧЛИ НАНОТУЗИЛМАЛАРДА ТОК ТАШУВЧИЛАРНИНГ ЭНЕРГЕТИК СПЕКТРЛАРИНИ ҲИСОБЛАШ УСУЛЛАРИ	24
4. 1-§. Оддий зонали яқинлашиш.....	24
4.2-§. Мураккаб зонали яқинлашиш	29
4.3. Кейн моделида ўлчамли квантлашиш	36
4.4. Кўчириш матрицаси методи. Ўта панжараларда электронлар, фонлар ва фотонлар	38
4.5. Электронлар	39

I. Яримўтказгичли электроника.

§1. Электр – инсониятнинг буюк ихтироси	41
§2. Электроника ва микроэлектроника асослари	43
§3. Яримўтказгичли электроника асослари	45

II. Гетероўтишлар.

Кириш	46
§1 Гетероўтишларнинг зона энергетик диаграммалари	46
§2. Гетероўтишларнинг электрик ва фотоэлектрик хусусиятлари.....	49
§3. Арсенид галлий - арсенид алюминий системасида гетероўтишлар	55
§4. Гетеротузилмаларни тайёрлаш технологиялари	59

III. Гетероўтишли яримўтказгич асбоблар.

§1. Кенг эмиттерли биполяр гетеротранзисторлар	66
§2. Кенг эмиттерли транзисторларнинг частотавий хоссалари.....	68
§3. Икки гетероўтишли транзисторлар	70
§4. Варизон биполяр транзисторлар.....	72
§5. Гетероўтишлар асосидаги импульс транзисторлари	73

§6. Фотон-инжекцион транзисторлар	74
§7. Гетероўтишлар асосидаги майдон транзисторлари.....	76
§8. Вертикал майдон транзисторлари	78

IV. Нанозлектроникага кириш.

Кириш	82
§1. Икки ўлчамли электрон газ асосида ишлайдиган майдон Транзисторлари	85
§2. Металл базали транзисторлар	90
§3. Металл базали транзисторларнинг фотоэлектрик хусусиятлари	92
§4. Вертикал фотосезгир қурилмаларда электронларнинг баллистик кўчишини ўрганиш.....	93
§5. Вертикал фотоқаршиликларнинг фотоэлектрик хоссалари	98

V. Квант ўра ва квант нуқта асосидаги яримўтказгич асбоблар.

Кириш	101
§1. Икки гетероўтишли инжекцион гетеролазерлар.....	101
§2. Квант ўра асосидаги инжекцион гетеролазерлар.....	104
§3. Квант нуқта асосида ишлайдиган инжекцион гетеролазерлар	105
§4. Туннель транзисторлар.....	108
Хулоса	111
Адабиётлар.....	113

Сдано в набор 03.01.2012г. Разрешено к печати 15. 01. 2012г.
Формат 84x64 1/16 7,5 усл.печ. л. Бумага офсетная. Заказ 09.

Т. 100. Цена договорная

Отпечатано в ММП «Фахризода» (пр. Дусллик, 2-А)

